

А.Н. Ремизов

ТИББИЙ
ВА БИОЛОГИК
ФИЗИКА

Таржимонлар:

техника фанлари доктори, проф. Ҳ. М. Қодиров,
физика-математика фанлари номзоди, доц. И. Муллажонов,
физика-математика фанлари номзоди, доц. И. Шукуров,
физика-математика фанлари номзоди, доц. Ҳ. Раҳимова

Ремизов А. Н.

Р 40 Тиббий ва биологик физика: Олий ўқув юрт. тиббиёт му-
тахассислиги бўйича талабалари учун дарслик. — Т.: Ибн Сино
номидаги нашр., 1992. — 615 б. — (Тиббиёт олий билимгоҳлари
талабалари учун. Ўқув адабиёти).

Ремизов А. Н. Медицинская и биологическая физика.

Дарслик Янги программа асосида ёзилган бўлиб, унда курснинг тиббий-
биологик йўналганлиги ўз аксини тошган. Физика ва биофизика масалалари
билан бир қаторда олий математика, математик статистика, электроника, ин-
форматика, тиббий метрология масалалари элементлари ёритилган.

Биология ва қишлоқ хўжалиги ихтисослиги бўйича ўқувчи талабалар.
муаллимлар ҳам фойдаланишлари мумкин.

ББК 5я73+28.071я73

4107000000—011
354(04) — 92 24—92

© А. Н. Ремизов, 1992.
(тарж.)

ISBN-638-00399-1

СЎЗ БОШИ

ССЖИ ни иқтисодий ва ижтимоий ривожлантиришнинг 1986—1990 йиллар ва 2000 йилгача мўлжалланган асосий йўналишларида соғлиқни сақлашнинг профилактик йўналишини кучайтириш, тиббий хизматнинг сифатини яхшилаш, соғлиқни сақлаш муассасаларининг замонавий диагностика ва даволаш асбоблари ҳамда тиббиёт техникаси билан таъминланишини яхшилаш ҳақида сўз юритилади. Бу масалаларни ҳал қилиш учун асосий фанлардан чуқур махсус билимга, амалий кўникмаларга ва юқори назарий тайёргарликка эга бўлган мутахассисларни тайёрлаш зарур. Мамлакатимизда «Олий ва ўрта махсус таълимни қайта қуришнинг асосий йўналишлари»да айни шундай мутахассислар ҳақида гап боради.

Ҳозирги замон тиббиётининг ютуқлари кўп жиҳатдан физика, техника ва тиббий асбобсозликдаги муваффақиятларга асосланган. Касалликларнинг табиати ва соғайиш механизми кўп ҳолларда биофизика тушунчалари асосида тушунтирилади. Шунинг учун тиббиёт олийгоҳининг талабалари 1-курсдан оқ «Тиббий ва биологик физика» курсида физика, техник, биологик физика ва математикадан умумий ҳолда махсус билимларни эгаллайдиларки, бу фанларнинг асоси физика бўлиб, у тиббий-биологик масалаларни ҳал қилишга йўналтирилади.

Тиббий ва биологик физика курсида идеологик йўналиш катта аҳамиятга эга бўлиб, у талабаларда трик организмларда содир бўладиган жараёнларни тушунишга материалистик ёндошишга ёрдам берувчи диалектик дунёқарашни шакллантириши ва уларни совет ватанпарварлиги руҳида тарбиялаши керак.

Китоб курс программасига мос бўлиб, унинг хусусиятларини ўзида акс эттирган. Улар асосан қуйидагилардан иборат:

1. Асосий материалнинг кириш қисмида тиббий-биологик ўлчашларни математик усулда ҳисоблаш, информатика ва ҳисоблаш техникаси масалалари баён қилинган.

2. Курс ихтисосликларга бўлинган, яъни аниқ «тиббий манзил» га эга, бу эса олий таълимни қайта қуриш талабларига мос келади.

3. Биофизика алоҳида ажратилмай, балки мос бўлимларда трик мавжудот физикаси сифатида баён қилинган.

Дарслик қисман А. Н. Ремизовнинг «Курс физики, электроники ва кибернетики для медицинских институтов» китоби (М. 1982)

асосида ёзилган. Тиббий асбоб-анжомлар (аппаратуралар)нинг тавсифи схематик равишда баён қилинган, чунки И. А. Эссаулова, М. Е. Блохина, Л. Д. Гонцовларнинг «Руководство к лабораторным работам по медицинской и биологической физике» (М., 1987) [1] китобида улар ҳақида тўлиқ маълумот берилган. Мисол ва масалаларни А. Н. Ремизов, Н. Х. Исакова, А. Г. Максиналарнинг «Сборник задач по медицинской и биологической физике» (М., 1987) [2] китобидан топиш мумкин.

Китоб ва санаб ўтилган адабиётлар ягона методик қўллашма комплексини ташкил қилиб, аминмизки, шифокорларни назарий ва амалий тайёрлашга, талабалар билан мустақил ишлашни ташкил қилишга, ўқитиш жараёнини компьютерлаштиришни кучайтиришга, мамлакатимизда олий тиббий таълимни қайта қуришнинг бошқа муҳим жиҳатларига ёрдам беради.

3-боб А. Д. Гонцов томонидан, 8-боб эса М. Р. Вогомилский билан ҳамкорликда ёзилган.

Муаллиф малакали ва муфассал тақризлари учун профессор В. Ф. Антоновга ва Новосибирск тиббиёт олийгоҳининг тиббиёт ва биологик физика кафедрасининг ходимларига (кафедра мудир В. В. Каменская) ўз миннатдорчилигини изҳор қилади.

Муаллиф

КИРИШ

...Организм энг олий даражадаги бирлик бўлиб, шубҳасиз у ўзида механика, физика ва химияни бир бутун қилиб бирлаштиради.

Ф. Энгельс

Атрофимиздаги барча нарсаларни, ҳатто бизнинг ўзимизни ҳам ўз ичига олган жуда кенг маънодаги тушунча материя бўлиб, уни В. И. Ленин бундай таърифлаган: «Материя объектив реалликни билдирадиган фалсафий категория бўлиб, бу объектив реалликни инсон ўз сезгилари билан идрок қилади, у бизнинг сезгиларимизга боғлиқ бўлмаган ҳолда мавжуддир, бизнинг сезгиларимиз ундан копия—нуска олади, сурат олади ва уни акс эттиради».*

Материясиз ҳаракат мавжуд бўлмайди. «Сўзнинг энг умумий маъносида қараладиган, яъни материянинг яшаш усули сифатида тушуниладиган ҳаракат оддий жой алмашишдан (ортиб, то тафаккурга қадар кочнотда содир бўладиган ҳамма ўзгаришлар ва жараёнларни ўз ичига олади».**

Материя ҳаракатининг турли ва кўп қиррали шакллари Ф. Энгельс таърифига кўра асосан бешта: механик, физик химиявий, биологик ва ижтимоий шаклларга бўлинади. Бу эса турли фанларни уларнинг қайси турдаги ҳаракатни ўрганаётганига қараб, таснифлашга имконият яратади. Физика материя ҳаракатининг механик ва физик шаклларини ўрганади. Материя ҳаракатининг физик шаклини бирмунча кенгроқ қилиб, молекуляр-иссиқлик, электромагнит, атом ва ядро ичидаги ҳаракатларга ажратиш мумкин. Табиийки, бундай ажратиш шартли бўлсада, шунга қарамай физикани ўқув предмети сифатида одатда худди шундай бўлимларга бўлиб ўқитилади.

Физика ҳам бошқа фанлар каби турли хил тадқиқот усуллари-дан фойдаланади, лекин уларнинг ҳаммаси ҳам пировард натижада назария ва практика бирлигига мос келиб, моҳиятини В. И. Ленин таърифлаган билишнинг диалектик қонуниятини акс эттиради: «Ковли мушоҳададан абстракт тафаккурга ундан практикага ҳақиқатни билишнинг, объектив реалликни билишнинг диалектик йўли ана шундайдир».* Қузатишлар асосида назария яратилиб, қонуниятлар ва гипотезалар ишлаб чиқилади, улар текширилади ва амалиётда фойдаланилади. Амалиёт назарияларининг мезони

* В. И. Ленин. Тўла асарлар тўплами, 18-том, 131-бет.

** Ф. Энгельс, Марксча-ленинча филозофия хрестоматияси, 1-нашр, 402-бет.

* В. И. Ленин. Филозофия дафтарлари. Тўла асарлар тўплами, 29-том, 159-бет.

бўлиб, у назарияни аниқлаштиришга хизмат қилади. Янги назариялар ва қонунлар яратилади, улар яна амалда текширилади. Шундай қилиб инсон атроф муҳитни тўла англаш сари интилиб боради.

Материя ҳаракатининг турли шакллари бир-бири билан алоқадорликда ва бир-бирига боғлиқ бўлади, бу эса аввалги фанлар қўшилишидан янги фанларнинг — биофизика, астрофизика, химиявий физика ва бошқаларнинг келиб чиқишига, шунингдек, бир фан ютуғидан бошқа фаннинг ривожини учун фойдаланишга сабаб бўлади.

Китобхонни, албатта, физиканинг тиббиёт фани билан бўлган алоқадорлигини қизиқтиради. Физик билимларнинг, усулларнинг ва аппаратларнинг тиббиётда қўлланилиши кўп қиррали бўлиб, қуйида бу боғланишнинг баъзи бир асосий жиҳатларигина келтирилади.

Организмдаги физик жараёнлар. Биофизика. Инсон организмда содир бўладиган турли жараёнларнинг мураккаблигига ва ўзаро боғлиқликда бўлишига қарамай, улар орасидан кўпинча физик жараёнга яқин бўлганларини ажратиб кўрсатиш мумкин бўлади. Масалан, қон айланиши каби мураккаб физиологик жараён аслида физик жараёндир, чунки, бу жараён суоқликнинг оқиши (гидродинамика), томғир бўйлаб эластик тебранишларнинг тарқалиши (тебранишлар ва тўлқинлар) юракнинг механик иши (механика), биопотенциалларнинг генерацияси (электр) ва ҳоказолар билан боғлиқ. Нафас олиш газ ҳаракати (аэродинамика), иссиқлик узатиш (термодинамика), буғланиш (фазовий ўтишлар) ва ҳоказолар билан боғлиқ.

Организмда физик макрожараёнлардан ташқари, худди жонсиз табиатдаги каби молекуляр жараёнлар ҳам содир бўлади ва улар биологик системаларнинг ҳолатини белгилайди. Бундай микрожараёнларнинг физикасини тушуниш, организм ҳолатини, баъзи бир касалликларнинг табиатини тушуниш, дориларнинг таъсирини ва шу кабиларни тўғри баҳолаш учун зарурдир.

Бу масалаларнинг ҳаммасида физика биология билан шу даражада боғланганки, у мустақил фан-биофизикани вужудга келтиради. Бу фан тирик организмдаги физик ва физик-химиявий жараёнларни, шунингдек биологик системаларнинг ультраструктурасини ташкил қилишининг ҳамма жабҳаларида-субмолекуляр ва молекулярдан то тўқима ва тўлиқ организмгача ўрганади.

Касаллик диагностикасининг ва биологик системаларни тадқиқ қилишининг физик усуллари. Диагностика ва тадқиқотларнинг кўпгина усуллари физик принциплар ва ғоялардан фойдаланишга асосланган.

Кўпгина замонавий тиббий асбоблар тузилишига кўра физик асбоблардир. Буни кўрсатиш учун ўқувчига ўрта мактаб курсидан маълум бўлган баъзи бир мисолларни қараб чиқиш kifой.

Механик катталик-қон босими бир қатор касалликларни баҳолаш учун фойдаланиладиган кўрсаткичдир. Манбаи организмнинг ичкарисида бўлган товушларни эшитиш аъзоларининг касаллиги ёки соғлиғи ҳақида ахборот олиш имконини беради. Ишлаши симоб-

нинг иссиқликдан кенгайишига асосланган медицина термометри — кенг тарқалган диагностик асбобдир. Кейинги йилларда электрон қурилмаларнинг ривожланиши натижасида тирик организмда ҳосил бўлаётган биопотенциалларни ёзиб олишга асосланган диагностик усуллар кенг тарқалмоқда. Кўпчиликка маълум бўлган усул — электрокардиография — юрак фаолиятини акс эттирувчи биопотенциалларни ёзишдир. Микроскопнинг тиббий ва биологик тадқиқотлардаги аҳамияти ҳаммага маълум. Толали оптикага асосланган замонавий тиббий асбоблар организмнинг ички бўшлиқларини кўришга имкон бермоқда. Спектрал анализ усулидан адлявий тиббиётда, гигиенада, фармокологияда ва биологияда фойдаланилади; атом ва ядро физикасининг ютуқлари диагностикадаги анча машҳур методлар: рентгенологик диагностика ва ишлонланган атомлар усуллари ҳам кўпчиликка маълумдир.

Даволаш мақсадида организмга физик омиллар билан таъсир қилиш. Тиббиётда қўлланиладиган турли даволаш усуллари ичида даволашнинг физик омиллари ҳам ўрин топмоқда. Уларнинг баъзиларини кўрсатиб ўтамиз. Суяк синишларида фойдаланиладиган гипсди боғланишлар ёрдамида шикастланган органларни қўзғалмас ҳолатга келтирилади. Даволаш мақсадида совитиш (муз) ва иситиш (грелка) иссиқлик таъсирига асослангандир. Электр ва электромагнит таъсирлар физиотерапияда кенг қўлланилади. Даволаш мақсадида кўринадиган ва кўринмайдиган (ультрабинафша ва инфракизил), рентген ва гамма-нурланишлар қўлланилмоқда.

Тиббиётда фойдаланиладиган материалларнинг физик хоссалари. Биологик системаларнинг физик хоссалари. Тиббиётда ишлатилаётган боғламчалар, асбоблар, электродлар, протезлар ва ҳоказолар ташқи муҳит таъсирида ва шу жумладан биологик муҳит таъсирида ишлайди. Бундай асбобларни реал шароитда ишлатиш мумкинлигини баҳолаш учун улар тайёрланган материалларнинг физик хоссалари ҳақидаги маълумотларни, масалан, протезлар (тишлар, томчилар, клапанлар) тайёрлаш учун механик мустаҳкамликни, кўп қаррали юкланишларга чидамликни, эластикликни, иссиқлик ўтказиш қобилиятини, электр ўтказувчанликни ва бошқа хоссаларни билиш муҳимдир.

Қатор ҳолларда биологик системаларнинг яшовчанлик хусусиятларини ёки маълум таниқ муҳит таъсирларига чидамлигини баҳолаш учун уларнинг физик хоссаларини билиш муҳимдир. Биологик объектларнинг физик хоссалари ўзгаришига қараб касалликларни аниқлаш мумкин бўлади.

Атроф муҳитнинг физик хоссалари ва характеристикалари. Тирек организм атроф муҳит билан ўзаро таъсирлашган ҳолдагина яшashi мумкин. У муҳитнинг ҳарорат, намлик, ҳаво босими ва шу каби физик характеристикаларининг ўзгаришларидан кескин таъсирланади. Ташқи муҳитнинг организмга таъсири фақатгина ташқи фактор сифатида ҳисобга олинмасдан, ундан даволаш усули (климатотерапия ва баротерапия) сифатида ҳам фойдаланиш мумкин. Бу мисоллар шифокор атроф муҳитнинг физик хоссаларини

ва характеристикаларини баҳолай билиши кераклиги ҳақида далолат беради.

Юқорида айтиб ўтилган физиканинг тиббиётда қўлланилиш усуллари *тиббиёт физикасининг* асосини — амалий физика ва биофизиканинг комплекс бўлимларини ташкил қилади. Уларда физик ҳодисалар, жараёнлар ва характеристикалар тиббиёт масалаларини ҳал қилишда қўлланилган ҳолда қараб чиқилади.

Тиббиёт ва техника. Замонавий тиббиёт турли-туман асбобларни кенг қўллашга асосланадики, бу асбобларнинг кўпчилиги физик асбоблардир. Шунинг учун тиббиёт ва биологик физика курсида асосий тиббиёт асбобларининг тузилиши ва ишлаш принциплари кўриб чиқилади.

Тиббиёт, ҳисоблаш машиналари ва математика. Ҳисоблаш машиналари кун сайин тиббиётдаги тадқиқот натижаларига ишлов беришда, касалликларга диагноз қўйишда кенг қўлланилмоқда. Бундан ташқари математикадан тирик системаларда содир бўлаётган жараёнларни тавсифлашда, шунингдек, тегишли моделларни яратиш ва таҳлил қилишда кенг қўламда фойдаланилмоқда. Касалликларнинг турини ҳисобга олишда, эпидемияларнинг қанчалик тарқалганлигини аниқлашда ва бошқа мақсадларда математик статистикадан фойдаланилади.

Шифокорларга физик-математик билимлар яна шунинг учун ҳам зарурки, улар тирик организмга ва унда содир бўлаётган жараёнларга материалистик нуқтаи назардан ёндошишга ўргатади.



Бўлим

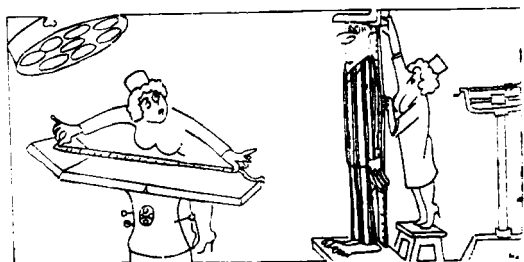
ЎЛЧАШ НАТИЖАЛАРИНИ МАТЕМАТИК ҚАЙТА ИШЛАШ. ИНФОРМАТИКА ВА КИБЕРНЕТИКА АСОСЛАРИ

Шифокор ўзининг амалий фаолияти жараёнида доим миқдорий кўрсаткичлар билан боғланиб иш кўради, (бемор танасининг ҳарорати, қоннинг артериал босими, дори-дармонларнинг миқдори ва ҳоказо). Шунинг учун бу катталиклар қандай аниқланганлигини, уларнинг аниқлик даражаси қандайлигини ва улар қандай ўлчов бирликларида ифодаланганлигини билиши керак. Ҳозирги кунда шифокор ўлчаш натижаларини қайта ишлаш ҳақида тасаввурга эга бўлиши, замонавий электрон ҳисоблаш машиналари (ЭҲМ)дан фойдаланишни билиши шарт.

ЭҲМ — миқдорий ахборотни қайта ишловчи кибернетик қурилмадир. Шунинг учун бу ерда кибернетика масалалари ҳам баён қилинади.

Шундай қилиб, ушбу бўлимни тиббий ва биологик физиканинг метрологик, математик ва кибернетик кириш қисми деб қараш мумкин.

Метрологияга кириш



Метрология-ўлчашлар, уларнинг бирлигини таъминловчи усуллар ва воситалар ҳамда талаб қилинган аниқликка эришиш усуллари ҳақидаги фандир. Ушбу бобда метрология фанининг умумий масалалари қаторида биология ва тиббиётдаги ўлчашларнинг хусусиятлари кўриб чиқилади.

1.1-§. МЕТРОЛОГИЯ ФАНИНИНГ АСОСИЙ МУАММОЛАРИ ВА ТУШУНЧАЛАРИ

Техник воситалар ёрдамида физик катталикларнинг қиймати тажрибада топилган ўлчаш деб аталади. Ўлчашлар табиат қонуниятларини аниқлашга ёрдам беради ва бизни ўраб олган оламни билиш элементи ҳисобланади.

Ўлчашнинг бир-биридан фарқ қилувчи икки усули: *бевосита* ва *билвосита* усуллар мавжуд. Бевосита ўлчашда натижа катталигининг ўзини бевосита ўлчаб олинади (масалан, тананинг ҳарорати термометр билан, буюмларнинг узунлиги чизғич билан ўлчанади), билвосита усулда ўлчашда изланаётган катталиқнинг қиймати у билан бевосита ўлчанаётган катталиқлар орасидаги маълум боғланиш бўйича топилади (масалан, жисмнинг массасини итарувчи кучни ҳисобга олиб тарозида тортиб аниқлаш, суюқликнинг қовушқоқлигини шарчанинг суюқликда тушиш тезлигига кўра аниқлаш). Ўлчашларни амалга ошириш учун фойдаланиладиган техник воситалар (ўлчаш воситалари) турлича бўлиши мумкин. Ҳаётда жуда таниш бўлган ўлчаш воситаси ўлчов асбоби бўлиб, унда ўлчанадиган катталиқлар кузатувчи учун энг қулай шаклда берилади (масалан, термометрда ҳарорат симоб устунининг узунлиги билан, ток кучи амперметрнинг стрелкаси кўрсатган рақамлар билан ифодаланади). Ўлчаш воситаларига берилган ўлчашдаги физик катталиқни ифодалаш учун мўлжалланган ўлчовни ҳам киритиш мумкин (масалан, аниқ массага эга бўлган тошлар).

Кенг тарқалган ўлчаш воситаларидан бири ўлчов ўзгартиргичи (датчик)дир. У ўлчов ахбороти сигналини узатишга, кейинчалик алмаштиришга, қайта ишлашга ва сақлашга қулай бўладиган

шаклда ишлаб чиқиш учун мўлжалланган (масалан ҳарорат электр сигнали кўришида ифодаланиш мумкин, 15. 6-§ га қаранг).

Физик катталикнинг ўлчаш жараёнида олинган қиймати унинг ҳақиқий қийматидан фарқ қилади. Ўлчаш натижаларининг ўлчанаётган катталикнинг ҳақиқий қийматига яқинлашиш даражаси *ўлчаш аниқлиги* билан характерланади. Ўлчашнинг аниқлик даражаси ўлчашнинг сифат кўрсаткичидир.

Ўлчашлар натижасини миқдорий баҳолаш ўлчашнинг аниқлик даражаси билан эмас, балки *хатолик* билан, яъни, ўлчаш натижаларининг ўлчанаётган катталикнинг ҳақиқий қийматидан фарқи билан белгиланади. Хатолик қанча кичик бўлса, ўлчашнинг аниқлиги шунча юқори бўлади.

Хатоликнинг асосий манбалари ўлчаш асбобларининг мукаммал эмаслиги, ўлчовчининг малакаси пастлиги, ташқи омилларнинг таъсири ва ҳоказолардир. Буларнинг ичидан доим таъсир қилмайдиган ва қайта ўлчашда натижага бошқача таъсир қилувчи айрим омилларни ажратиш мумкин. Бундай омиллар тасодифий хатоларни вужудга келтиради. Бу тасодифий катталиклардир, шунинг учун уларни тегишли математик аппарат, эҳтимоллик назарияси ва математик статистикадан фойдаланиб, қайта ишлаш, таҳлил қилиш ва ҳисобга олиш мумкин (2 бобга қ.).

Шифокор талабалар учун зарур бўлган хатоликлар назарияси ҳақидаги маълумотлар [1]да келтирилган.

Метрологиянинг асосий тушунчаларидан бири физик катталикларнинг бирликларидир. *Физик катталикнинг бирлиги* деб тегишли физик катталикни миқдорий баҳолаш учун келишувга мувофиқ асос сифатида қабул қилинган физик катталikka айтилади.

Физик катталикларнинг бирликлари асосан бирликлар системаси асосида группаланади. Асосий бирликлар системаси халқаро бирликлар системаси (СИ) ҳисобланади. Физик катталиклар бирликлари ҳақидаги маълумотлар [2]да келтирилган. Бу масалаларда тўлиқ тўхталиб ўтирмасдан, нисбий ва логарифмик катталикларнинггина кўриб чиқамиз.

Ўлчаш амалиётида физик катталикнинг дастлабки деб қабул қилинган шундай физик катталikka нисбатидан иборат нисбий катталиклар кенг қўлланила бошланди. Мисол тариқасида қориншманинг концентрациясини, нисбий диэлектрик ва магнит сингдирувчанликни, фойдали иш коэффициентини, нисбий деформацияни, ишқаланиш коэффициентини, қон қовушоқлигининг сувнинг қовушоқлигига нисбатини ва ҳоказоларни кўрсатиш мумкин.

Нисбий катталикнинг ўлчами ва номи бўлмайди. Айрим ҳолларда нисбий катталик юз марта ёки минг марта орттириб ифодаланади. Бундай ҳолларда нисбий миқдорларнинг бирликлари процент (%) ёки промилле (‰) кўришида ифодаланади.

Товуш босимининг даражасини, товуш интенсивлигининг даражасини, электр сигналининг кучайиш даражасини, частота интервалининг ифодасини ва ҳоказоларни ифодалаш учун нисбий катта-

лик логарифмидан фойдаланиш қулай (энг кенг тарқалгани ўнли логарифмдир):

$$L = \lg \frac{a_2}{a_1},$$

бунда a_1 ва a_2 бир хил исмли физик катталиклардир.

Логарифмик катталик бирлиги учун бел (Б) қабул қилинган.

$$1\text{Б} = \lg \frac{a_2}{a_1} \text{ бунда } a_2 = 10a_1,$$

агар «энергетик» катталик (қувват, интенсивлик, энергия ва ҳ. к. бўлса) ёки

$$1\text{Б} = 21\text{г} \frac{a_2}{a_1} \text{ бунда } a_2 = \sqrt{10}a_1,$$

агар a — «куч» катталиги бўлса (куч, механик кучланиш, босим, электр майдони кучланганлиги ва ҳ. к.).

Бел бирлигининг улуши бирлиги децибел (ДБ) анча кенг тарқалган: $1\text{дБ} = 0,1\text{Б}$

Шуни айтиш керакки, 1 дБ энергетик катталикларнинг қуйидаги нисбатига мос келади:

$$a_2 \approx 1,26 a_1$$

$$1 \text{ дБ} = 0,1 \text{ Б} = 0,11\text{г} \frac{a_2}{a_1}; \quad \frac{a_2}{a_1} = 10^{1/10} \approx 1,26,$$

«куч» катталиклари учун эса

$$1 \text{ дБ} = 0,1 \text{ Б} = 0,21\text{г} \frac{a_2}{a_1}; \quad \frac{a_2}{a_1} = 10^{1/20} \approx 1,58.$$

1.2-§. МЕТРОЛОГИК ТАЪМИНЛАШ

Ўлчашлар техник воситалар, ёрдамда амалга оширилади. Бир хил катталиклар хоҳ бир вақтда, хоҳ турли вақтларда, хоҳ битта лабораторияда, хоҳ турли лабораторияларда ўлчанишидан қатъи назар, маълум бир аниқликка эга бўлиши ва бир хил бўлиши шарт.

Бу шартлар бажарилиши учун маълум метрологик таъминот яратиш, яъни ўлчашларнинг бирлигига ва талаб қилинган даражадаги аниқликка эга бўлишига эришиш учун зарур бўлган илмий ва ташкилий асосларни, техник воситаларни ҳамда нормаларни белгилаш ва қўллаш керак.

Мамлакатимизда метрологик таъминотнинг асосини давлат ва тармоқлар метрологик хизматларидан иборат бўлган ССЖИ метрологик хизмат ташкил этади.

Ўлчашлар бирлиги деганда айнан бир хил ўлчаш натижаларининг ўлчаш вақти ва жойидан қатъи назар бир хиллиги ва ўлчашнинг ишончлилиги тушунилади. Ўлчашлар бирлиги бир типдаги

ҳар хил асбоблар ёрдамида олинган ўлчашлар натижаларини ўзаро таққослашга имкон беради.

Ўлчаш воситаларининг хатоликларини аниқлаш ва уларнинг фойдаланишга яроқлилигини билиш учун улар *текширилади*. *Текшириш* термини метрология учун алоҳида тушунчадир. Текшириш метрология хизмати органлари томонидан эталонлар ва намунали ўлчаш воситалари ёрдамида ўтказилади.

Эталон деб қонулаштирилган физик катталик бирлигини асос эттириш ва сақлаш учун ишлатиладиган ўлчов асбобларига (воситаларига) ёки ўлчов воситалари комплексига айтилади. Мамлакатимиздаги бирламчи эталонлар мазкур birlikни жуда юқори аниқликда ҳосил қилишни таъминлайди. Бирламчи эталонлардан ташқари иккиламчи эталонлар ҳам мавжуддир, улар ёрдамида birlikнинг ўлчами намунали ўлчаш воситаларига берилади. Мисол тариқасида 27.13-расмда ёруғлик эталони кўрсатилган.

Намунали ўлчов воситалари деб намуна сифатида аттестациядан ўтган (аттестация — ўлчов воситаси ўз вазифасига мослигининг ҳужжат билан тасдиқланиши ва ишчи ўлчов воситаларини текширишда қўлланиладиган ўлчов воситаларига айтилади.

Ишчи ўлчов асбоблари деб турли соҳаларда амалда ўлчаш учун қўлланиладиган ўлчов воситаларига айтилади.

Шундай қилиб физик катталик birlikнинг ўлчами узатиладиган метрологик занжир қўйидаги асосий қисмлардан иборат: эталонлар — намунали ўлчов воситалар — ишчи ўлчов воситалари.

1.3-§. ТИББИЙ МЕТРОЛОГИЯ. ТИББИЙ ВА БИОЛОГИК ЎЛЧАШЛАРНИНГ ЎЗГА ХОС ХУСУСИЯТЛАРИ

Тиббиётда ишлатиладиган техник қурилмалар умумий ҳолда *тиббий техника* деб аталади. Тиббий техниканинг кўпчилигини тиббий аппаратуралар ташкил этади, улар ўз навбатида тиббий асбоблар ва тиббий аппаратураларга бўлинади.

Беморларнинг касалликларини аниқлаш ва даволаш мақсадида ишлатиладиган техник қурилмалар (тиббий термометр, сфигмоманометр, электрокардиограф ва ҳ. к. *тиббий асбоб* ҳисобланади.

Тиббий аппарат — терапевтик, хирургик ва бактерицид хосса-ларга энергетик таъсир қилишга, шунингдек, тиббий мақсадларда турли субстанцияларнинг маълум таркиби (УЮЧ-терапия, электро-хирургия, сунъий буйрак ва кохлеар протез асбоблари)ни таъминлашга имкон берувчи техник қурилмадир.

Тиббий асбобларга ҳам ўлчов асбоблари сингари метрологик талаб қўйилади. Қўпгина тиббий асбоблар организмга дозали энергетик таъсир кўрсатишлари керак. Шунинг учун улар ҳам метрологик ташкилотларнинг кузатиши доирасига киритилган.

Тиббиётда ўлчашлар (тиббий ёки тиббий-биологик ўлчашлар), шунингдек, тегишли ўлчаш воситалари старияча ўзга хос хусусиятларга эга. Бу хусусиятлар метрологияда алоҳида йўналишни — *тиббий метрологияни ажратишга олиб келади*.

Тиббий метрологияга ва қисман тиббий асбобсозликка алоқадор бўлган баъзи муаммоларни кўриб чиқайлик.

1. Ҳозирги вақтда тиббий ўлчашларни техник жиҳатдан яхши тайёргарлик кўрмаган тиббиёт ходимлари (врач, ҳамшира) олиб боради. Шунинг учун натижавий қийматлари тиббий ахборот берувчи физик катталиклар бирликларида даражаланган тиббий асбоблар яратиш (тўғри, бевосита ўлчашлар) мақсадга мувофиқдир.

2. Охириги натижаши олгунча кетадиган ўлчани вақти иложи борича кам, ахборот эса иложи борича тўлиқ бўлиши мақсадга мувофиқдир. Бундай зиддиятли талабларни фақатгина ҳисоблаш машиналарини ўз ичига олувчи (3-бобга қ.), ўлчов комплекслари қаноатлантира олади.

3. Яратилаётган тиббий асбобни метрологик жиҳатдан нормалашда тиббий кўрсаткичларни ҳисобга олиш керак. Врач диагностика хулоса чиқариш учун натижани қандай аниқликда бериш кераклигини аниқлаши керак. Бунда бу кўрсаткичларнинг айрим беморларда четлашши мумкинлигини ҳам ҳисобга олиш керак.

4. Кўпгина тиббий асбоблар ахборотни қайд қилувчи қурилмалар ёрдамида ифодалайдилар (масалан, электрокардиограф), шунинг учун бундай ёнши шаклга хос бўлган хатоликлар ҳисобга олиниши керак (21.5-§ га қараи).

5. Муаммолардан бири — атамашуносликдаги (терминологик) муаммодир. Метрология талабларига кўра ҳар қандай ўлчаш асбоби номда физик катталик ёки бирлик (амперметр, вольтметр, частотомер ва ҳ. к.) кўрсатилиши керак. Тиббий ўлчов асбоблари номи бу талабга жавоб бермайди (электрокардиограф, фонокардиограф, реограф ва ҳ. к.). Масалан, электрокардиографни кўрсатишларни қайд қилувчи милливольтметр (ёки қайд қилувчи милливольтметр) деб аташ мақсадга мувофиқ бўлар эди.

6. Бир қатор тиббий ўлчашларда бевосита ўлчапаётган физик катталиклар билан тегишли тиббий-биологик кўрсаткичлар ўртасидаги боғланишлар ҳақида етарлича маълумот бўлмаслиги мумкин. Масалан, шифохоналарда қон босимини клиник (қонсиз) метод билан аниқлашда (11.4-§ га қ.) манжет ичидаги ҳаво босими тахминан артерия босимига тенг деб фараз қилинади. Аслида эса бу боғланиш ниҳоятда мураккаб бўлиб, кўп факторларга, шу жумладан мускулларнинг бўшаниш даражасига ҳам боғлиқдир. Лабораториядаги ўлчашлар (*in vitro*) натижалари шу кўрсаткичнинг организмдаги (*in vivo*) қийматидан фарқланishi мумкин.

7. Ўлчаш давомида тиббий-биологик кўрсаткичлар ўзгариши мумкин. Физик-техник ўлчашларда тасодикий хатоликларни йўқотиш мақсадида бир нечта ўлчаш ўтказишга ҳаракат қилинади; бу эса ўлчаш жараёнида физик параметрнинг ўзгармаслигига ишонч комил бўлгандагина мақсадга мувофиқдир. Биологик системанинг параметрлари узоқ вақт ўлчаш жараёнида анча ўзгариши мумкин, масалан, психо-физиологик факторларнинг таъсир натижасида (ташқи муҳитнинг таъсири: бино, ўлчаш асбоблари, ўлчашга қатнашаётган ходимлар ва ҳ. к.) ёки динамометр ёрдамида кўп марта ўлчашлар натижасида мускулларнинг чарчashi. Органларнинг ёки

объектнинг ҳаракатчанлиги ҳам ўлчаш натижаларининг турлича бўлишига олиб келиши мумкин.

Албатта тиббий асбобларни яратишда яна бошқача талабларни ҳам инобатга олиш керак бўлади (санитария-гигиеник, хавфсизлик, мустаҳкамлик масалалари ва ҳ. к.); улардан баъзилари қуйида кўриб чиқилади.

1.4-§. БИОЛОГИЯ ВА ТИББИЁТДА ФИЗИК ЎЛЧАШЛАР

Тиббиётдаги ўлчашларнинг аксарият кўпчилиги физик ёки физик-химиявий катталиқларни ўлчашдан иборатдир.

Миқдорий диагностикада — қон босими, биопотенциалларнинг вақтга боғлиқлиги, кўзининг оптик кучи ва ҳ. к. Лаборатория анализларида қоннинг қовушоқлиги, сийдикдаги шакарнинг концентрацияси ва б. Даволашда ионловчи нурланиш дозасини гальванизациялашда ток кучини, ультратовушнинг интенсивлигини ва бошқаларни билиш муҳимдир. Бунга ўхшаш бирор ахборотнинг бўлмаслиги даволаниш секинлатибгина қолмай, даволашга зарар келтириши ҳам мумкин. Одамни ўраб олган муҳит (ҳаво намлиги, ҳарорат, атмосфера босими)нинг параметрларини миқдорий жиҳатдан баҳолаш касалликларни профилактика қилишнинг, иқлим шароитида даволашнинг зарурий шартидир.

Ҳамма физик тиббий-биологик ўлчашлар вазифавий (функционал) белгиларига қараб ёки физиканинг мос бўлишга қараб таснифланади (классификацияланади). Физик таснифлаш келтирилган мазкур курс структурасига яқин, шунинг учун ҳам у қуйида келтирилган.

Механик ўлчашлар: тананинг антропометрик параметрлари, таана қисмларининг, қоннинг, ҳавонинг кўчини, тезлиги ва тезланиши, акустик ўлчашлар, организмдаги қон ва суюқликларнинг босими ва атроф муҳитдаги ҳавонинг босими, вибрацияларни ўлчаш ва бошқалар.

Иссиқлик физикасига хос бўлган ўлчашлар: таана, таана қисмларининг, ташқи муҳитнинг ҳарорати, биологик объектларни, озиқ-овқатларни калориметрик ўлчаш ва бошқалар.

Электр ва магнит ўлчашлар: биопотенциаллар, юракнинг магнит майдони индукцияси, диагностика мақсадда биологик объектларнинг импедансини, электр қаршиллигини, гигиена мақсадларида электромагнит майдонининг параметрларини ва ион концентрацияларини ўлчаш.

Оптик ўлчашлар: калориметрик ўлчашлар, диагностика мақсадларда кўз муҳитларининг оптик характеристикаларини ўлчашлар, диагностика ва суд-медицина мақсадларда спектрал ўлчашлар ва гигиеник мақсадларда ультратрабинафша, инфракизил ёруғликнинг характеристикаларини ўлчашлар.

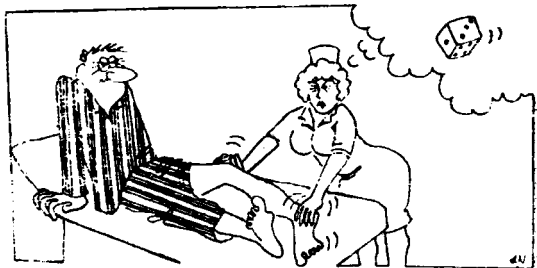
Атом ва ядровий ўлчашлар: ионловчи нурларни ўлчаш (дозиметрия) ва бошқалар.

Булардан ташқари физик-химиявий ўлчашларни ҳам келтириш мумкин: нафас олингандаги ва чиқарилгандаги ҳавонинг таркиби-

ни, қондаги газ таркибини, қоннинг ва бошқа биологик муҳитларнинг рН иви миқдорий аниқлаш.

Тиббий-биологик ўлчашларнинг методлари таснифи (классификацияси)нинг вазилавий (функционал) принципларини юрак-томирлар системаси параметрларини ўлчашда қараб чиқамиз. Бу ерда механик (баллистокардиография, фонокардиография, қон босимини ўлчаш), электр ва магнит (электрокардиография, магнитокардиография), оптик (оксигометрия) ўлчашлар учрайди. Бундан бошқа физик ўлчаш усуллари ҳам қўлланилиши мумкин; масалан, ядровий магнит резонанси усули ёрдамида қон ҳаракати тезлиги аниқланади ва шунга ўхшаш кўпгина кўрсаткичлар аниқланади.

Эҳтимолликлар назарияси ва математик статистика



Эҳтимолликлар назариясида тасодифий ҳодисаларга, катталикларга, жараёнларга тааллуқли бўлган қонуниятлар ўрганилади. Математик статистика усуллари (методлари) тасодифий катталиклар деб қараладиган экспериментал маълумотларни тартибга солишга ва баҳолашга имкон беради. Математик статистика кўп ҳолларда эҳтимолликлар назариясига асосланади, шунинг учун математиканинг бу икки бўлими бир бобда баён қилинмоқда.

2.1-§. ТАСОДИФИЙ ҲОДИСА. ЭҲТИМОЛЛИК

Турли ҳодисаларни кузатиш давомида бирор бир A ҳодисанинг содир бўлиш ёки содир бўлмаслиги билан шaroитлар S ўртасидаги боғланишларнинг икки тури мавжудлигини кўриш мумкин. Баъзи ҳолларда шaroитлар комплекси S нинг бажарилиши (синов) A ҳодисанинг муқаррар содир бўлишига олиб келади. Масалан, m_0 массали моддий пуқта F куч таъсирида (S шaroит) $a = \frac{F}{m_0}$ тезлашшга эга бўлади (A ҳодиса).

Бошқа ҳолларда синовларни кўп марта такрорлан A ҳодисанинг содир бўлишга олиб келиши ҳам мумкин ёки олиб келмаслиги ҳам мумкин. Бундай ҳодисаларни *тасодифий* ҳодисалар деб аташ қабул қилинган бўлиб, бундай ҳодисаларга шифокор хонасига маълум касаллик билан оғриётган беморнинг келиши, тангани ташлаганда бирор томони билан тушиши ва бошқалар мисол бўлади.

Тасодифий ҳодисаларни ҳеч қандай сабабларга боғлиқ бўлмаган ва ҳеч нима билан шартланмаган деб ўйлаш керак эмас. Маълумки, барча ҳодисалар ўзаро боғлангандир, айрим ҳодиса бирор бошқа ҳодисанинг оқибати бўлиб, ўзи ҳам бошқа ҳодисани келтириб чиқарувчи сабаб бўлади. Бироқ шартлар ва ҳодисалар орасидаги бундай боғланишларни миқдорий жиҳатдан кузатиш кўпинча қийин ёки ҳатто мумкин эмас. Масалан, ўйин соққаси (олтита рақам 1, 2, 3, 4, 5 ва 6 билан тартиб берилган олти ёнли бир жинсли кубик) ни ташлашда унинг охириги ҳолати ташлаш моментдаги қўл ҳара-

катига, ҳавонинг қаршилигига, кубикнинг тушиш вақтидаги ҳолатига, кубик тушган юзанинг хусусиятларига ва алоҳида ҳисобга олиш мумкин бўлмаган бошқа омил (фактор)ларга боғлиқдир.

Турмушда тасодифий ҳодисаларга тааллуқли бўлган «мумкин», «эҳтимол», «эҳтимолдан узоқ», «мумкин бўлмаган» каби жумлалар ишлатилади. Баъзи ҳолларда бундай баҳолаш ҳодисанинг содир бўлиш ёки бўлмаслигининг аниқ даражасини кўрсатмай, балки сўзлаётган кишининг хоҳишини белгилайди. Лекин тасодифий ҳодисаларнинг сони жуда кўп бўлса, улар ҳам маълум қонуниятларга бўйсунлади. Тасодифий ҳодисаларга тааллуқли бўлган қонуниятларнинг миқдорий баҳоланиш математиканинг *эҳтимолликлар назарияси* деб аталадиган бўлимида берилади.

Эҳтимолликлар назарияси ялпи (статистик) тасодифий ҳодисаларга хос бўлган қонуниятларни ўрганади.

Айрим тарихий далиллар «кутилмаган ҳодисалар», «ҳалокатлар» такрорланмайдиган ягона ҳодисалар бўлиб, уларга нисбатан миқдорий эҳтимолий мулоҳазалар юритиш мумкин эмас. Тарихан бу назария кўмор ўйинларда содир бўлувчи турли ҳолларни олдиндан ҳисоблаб аниқлаш жараёнида пайдо бўлди. Ҳозирги вақтда эса у фанда шу жумладан биологияда ва тиббиётда амалий жиҳатдан муҳим аҳамиятга эга бўлган ҳодисаларнинг эҳтимоллигини аниқлашда қўлланилмоқда. Ўйинлардан эса фақат назарий қондаларни кўрсатиш учун фойдаланиш қулай бўлган баъзи бир мисолларгина сақланиб қолган.

Эҳтимолликни статистик аниқлаш. Эҳтимолликлар назариясидаги $P(A)$ эҳтимоллик синовларни кўп марта такрорлашда бирор тасодифий A ҳодисанинг содир бўлиш эҳтимоли даражасини баҳоловчи сонли характеристика сифатида иштирок этади.

Фараз қилайлик, ўйин соққасини 1000 марта ташлаганда 4 рақами 160 марта тушган бўлсин. $160/1000=0,16$ нисбат мазкур тажриба серияларида 4 рақами тушишининг нисбий частота (такрорланиш тезлиги)ни кўрсатади. A тасодифий ҳодиса n та боғлиқ бўлмаган синовлар давомида m марта содир бўладиган умумийроқ ҳолда

$$P^*(A) = m/n$$

нисбат мазкур синовлар сериясидаги ҳодисанинг нисбий частотаси ёки оддийгина ҳодисанинг частотаси деб аталади. Синовлар сони кўп бўлганда ҳодисалар частотаси тахминан ўзгармас бўлади; синовлар сонининг ортини ҳодисалар частотасининг ўзгармас миқдор атрофидаги тебранинини камайтиради.

Тасодифий ҳодисанинг эҳтимоли деб, синовлар сони чексиз орттирилганда ҳодисалар частотаси интиладиган лимитга айтилади:

$$P(A) = \lim_{h \rightarrow \infty} m/n$$

Бу эҳтимолликнинг статистик таърифидир.

Табиийки, ҳеч ким ҳеч қачон эҳтимолликни аниқлаш учун чексиз кўп синов ўтказа олмайди. Бунга ҳеч қандай зарурат ҳам йўқ.

Амалда эҳтимоллик учун [(2.2) ва қ.] синовлар сони кўп бўлган ҳолдаги ҳодисаларнинг нисбий частотасини қабул қилиш мумкин. Масала, кўп йиллик кузатишлар натижасида аниқланган туғилишларнинг статистик қонуниятларидан туғилганларнинг ўғил бўлиши эҳтимоли 0,515 экани аниқланган.

Эҳтимолликнинг классик таърифи. Агарда синовлар вақтида бирор тасодифий ҳодиса бошқа ҳодисалардан кўпроқ содир бўладиган бирор сабаб бўлмаса (*тенг имкониятли ҳодисалар*), у ҳолда эҳтимолликни назарий мулоҳазаларга кўра аниқлаш мумкин. Масалан, тангани ташлашда гербли томони билан тушиши (*A* ҳодиса) частотасини аниқлаб кўрайлик. Турли кузатувчилар томондан бир неча минг такрорий синовлар натижасида бундай ҳодисанинг нисбий частотаси 0,5 га яқинлиги кўрсатилган. Агар танга симметрик бўлса, гербли томони ва тескари томони билан (*B*-ҳодиса) тушишининг тенг имкониятли ҳодисалар эканини ҳисобга олсак, $P(A) = P(B) = 0,5$ мулоҳазани бу ҳодисаларнинг частотасини аниқламасдан ҳам юритиш мумкин бўлар эди. Ҳодисаларнинг «тенг имкониятчилиги» тушунчаси асосида эҳтимолликнинг бошқа таърифи ифодаланади.

Фараз қилайлик, синани натижасида биргаликда содир бўлмайдиган тенг имкониятли n та ҳодисанинг бири содир бўлиши керак бўлсин (агар ҳодисаларнинг бир вақтда содир бўлиши мумкин бўлмаса, улар *биргаликда содир бўлмайдиган* ҳодисалар дейлади). Кўрилатган *A* ҳодиса шу ҳодисанинг содир бўлишига қулайлик тўғдирадиган ҳолда содир бўлсин ва қолган $n - m$ ҳолда содир бўлмасин дейлик. У ҳолда *эҳтимоллик* деб қулайлик яратувчи ҳодисалар сонининг тенг имкониятли биргаликда содир бўлмайдиган ҳодисаларнинг умумий сонига нисбатига айтиш мумкин:

$$P(A) = m/n \quad (2.3)$$

Бу эҳтимолликнинг классик таърифидир.

Мисоллар

1. Қутида 40 та шар бўлиб, унинг 10 таси қора, 30 таси оқ. Таваккалига олинган битта шарнинг қора бўлиши эҳтимоллигини тоинг.

Қулайлик яратувчи ҳодисалар сони қутидаги қора шарлар сонига тенг: $m = 10$. Тенг имконияти ҳодисаларнинг умумий (битта шарни олиш) сони қутидаги ҳамма шарлар сонига тенг: $n = 40$. Бу ҳодисалар биргаликда содир бўлмайдиган ҳодисалардир. Чунки қутидан битта ва фақат битта шар олинади. (2.3)дан қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$P(A) = 10/40 = 1/4$$

2. Соққани ташлашда жуфт сонлар тушиши эҳтимоллигини тоинг.

Соққани ташлаганда олтига тенг имконли, биргаликда содир бўлмайдиган ҳодиса содир бўлади: 1, 2, 3, 4, 5 ёки 6 рақамлардан бири чиқади, яъни $n = 6$. 2,4 ёки 6 рақамларидан бирининг чиқиши ҳодисанинг содир бўлишига қулай шароит яратади: $m = 3$. Излаванган эҳтимоллик

$$P(A) = m/n = 3/6 = 1/2$$

Ҳодисалар эҳтимоллигининг (2.2) ва (2.3) таърифларидан кўринадими, ҳамма ҳодисалар учун $0 \leq P(A) \leq 1$ бўлади.

Синовлар вақтида содир бўла олмайдиган ҳодисаларга *мумкин бўлмаган* ҳодисалар дейилади: уларнинг эҳтимоллиги нолга тенг бўлади.

Масалан, оқ ва қора шар солинган қутидан қизил шарни олиш, соққа ташлаганда 7 рақамини чиқариш мумкин эмас. Синов вақтида албатта содир бўладиган ҳодиса *муқаррар (ишончли)* ҳодиса дейилади, унинг эҳтимоли 1 га тенг.

Оқ шарлар солинган қутидан оқ шарни олиш муқаррар ҳодисага мисол бўлади.

Қатор ҳолларда агар ҳодисалар содда ҳодисалар комбинацияси кўринишида ифодаланса, ҳодисаларнинг эҳтимоллигини ҳисоблаш жуда тезлашади ва осонлашади. Эҳтимоллик назариясининг баъзи теоремалари бу мақсадга хизмат қилади.

Эҳтимолликларни қўшиш теоремаси. Биргаликда содир бўлмайдиган бир печта ҳодисалардан биронтасининг (қайси бири эканлигининг фарқи йўқ) содир бўлиши эҳтимоллиги шу ҳодисалар эҳтимоллари йиғиндисига тенг.

Икки биргаликда содир бўлмайдиган ҳодисалар учун

$$P(A \text{ ёки } B) = P(A) + P(B)$$

Бу теоремани исботлаймиз. Айталик, n -кузатишларнинг умумий сони, m_1 эса A ҳодисанинг содир бўлиши учун шароит яратувчи ҳодисалар сони, m_2 — B ҳодисанинг содир бўлиши учун шароит яратувчи ҳодисалар сони бўлсин. A ёки B ҳодисанинг содир бўлиши учун шароит яратувчи ҳодисалар сони $m_1 + m_2$ га тенг. У ҳолда $P(A \text{ ёки } B) = (m_1 + m_2)/n = m_1/n + m_2/n$. Бундан (2.3) ни ҳисобга олиб,

$$P(A \text{ ёки } B) = P(A) + P(B)$$

ни ҳосил қиламиз.

Мисоллар

1. Соққани ташлаганда 1 ёки 6 нинг тупиши эҳтимоллигини топинг. A (1 нинг чиқиши) ва B (6 нинг чиқиши)лар тенг имкониятли ҳодисалардир: $P(A) = P(B) = 1/6$, шунинг учун (2.4) дан қуйидагини топамиз:

$$P(A \text{ ёки } B) = 1/6 + 1/6 = 1/3.$$

Эҳтимолликларни қўшиш фақат иккитагина ҳодиса учун ўришли бўлмай, балки биргаликда содир бўлмайдиган ҳодисаларнинг ихтиёрий сони учун ўринлидир.

2. Қутида 50 та шар бор: 10 та оқ, 20 та қора, 5 та қизил ва 15 та кўк шар. Қутидан битталаб шар олганда олинган шарнинг оқ ёки қора ёки қизил бўлиш эҳтимоллигини топинг.

Оқ шарни (A ҳодиса) олиш эҳтимоллиги $P(A) = 10/50 = 1/5$, қора шар (B ҳодиса учун) — $P(B) = 20/50 = 2/5$ ва қизил шар (C ҳодиса) учун $P(C) = 5/50 = 1/10$. Булардан эҳтимолликларни қўшиш формуласи асосда $P(A \text{ ёки } B \text{ ёки } C) = P(A) + P(B) + P(C) = 1/5 + 2/5 + 1/10 = 7/10$ ни ҳосил қиламиз. Агарда икки ҳодиса бирдан-бир мумкин бўлган ва биргаликда содир бўлмайдиган ҳодисалар бўлса, бундай ҳодисалар *тескари ҳодисалар* деб аталади.

Бундай ҳодисаларни одатда масалан, A ва \bar{A} кўринишида белгилаш қабул қилинган. Иккита тескари ҳодисаларнинг йиғиндиси эҳтимолликларни қўшиш теоремасига асосан бирга тенгдир:

$$P(A) + P(\bar{A}) = 1$$

(2.)

(2.5) нинг тўғрилигини олдинги мисолда кўрсатамиз. Оқ ёки қора ёки қизил шарни олиш A_1 ҳодиса бўлсин, $P(A_1) = 7/10$. Бунга қарама-қарши A ҳодиса кўк шарнинг олинишидир. Кўк шарлар 15 та, шарларнинг умумий сони эса 50 та бўлгани учун

$$P(\bar{A}) = 15/50 = 3/10 \text{ ва } P(A_1) + P(\bar{A}) = 7/10 + 3/10 = 1.$$

3. Қутида оқ, қора ва қизил шарлар бор. Қора ва қизил шарларнинг чиқиш эҳтимолиги 0,4 га тенг. Қутидан оқ шарни олиш эҳтимолигини топинг.

Қутидан олинган шарнинг қора ёки қизил бўлиш ҳодисасини A билан белгиласак $P(A) = 0,4$ бўлади. Бунга қарама-қарши ҳодиса оқ шарнинг чиқиши бўлади, у ҳолда (2.5) асосида бу ҳодисанинг содир бўлиш эҳтимолиги $P(\bar{A}) = 1 - P(A) = 1 - 0,4 = 0,6$ бўлади.

Агар синашлар вақтида $A_1, A_2, A_3, \dots, A_n$ ҳодисаларнинг биттаси ва фақат биттаси содир бўлса ($A_1, A_2, A_3, \dots, A_n$) ҳодисалар системаси *тўлиқ* система дейилади. Тўлиқ системани ташкил қилувчи ҳодисалар эҳтимоликларининг йиғиндиси бирга тенг.

4. Қутида 40 та шар бор бўлиб 20 таси оқ, 15 таси қора ва 5 таси қизил. Оқ шарнинг пайдо бўлиш (A ҳодиса) эҳтимолиги $P(A) = 20/40 = 1/2$ қора шар учун (B ҳодиса) — $P(B) = 15/40 = 3/8$ ва қизил шар учун (C ҳодиса) — $P(C) = 5/40 = 1/8$. Бу ҳолда A_1, A_2, A_3 ҳодисалар системаси *тўлиқ* бўлади; бунга $P(A) + P(B) + P(C) = 1/2 + 3/8 + 1/8 = 1$ асосида ишонч ҳосил қилиш мумкин.

Эҳтимоликларни кўпайтириш теоремаси. Бир-бирига боғлиқ бўлмаган ҳодисаларнинг биргаликда содир бўлиш эҳтимолиги улар эҳтимоликларининг кўпайтмасига тенг. Иккита ҳодиса учун

$$P(A \text{ ва } B) = P(A) \cdot P(B) \quad (2.6)$$

Бу теоремани исботлаймиз. A ва B ҳодисалар бир-бирига боғлиқ бўлмагани учун A ҳодисанинг содир бўлиши учун қулайлик яратувчи m_1 ҳолнинг ҳар бири учун B ҳодисанинг содир бўлиши учун қулайлик яратувчи m_2 ҳол мос келади. Шундай қилиб A ва B ҳодисаларнинг биргаликда содир бўлиши учун қулайлик яратувчи ҳолларнинг умумий сони $m_1 \cdot m_2$ бўлади. Худди шунингдек тенг имконли ҳодисаларнинг умумий сони $n_1 \cdot n_2$ га тенг бўлиб, бунда n_1 ва n_2 мос равишда A ва B учун тенг имконли ҳодисалар сони. Натижада:

$$P(A \text{ ва } B) = \frac{m_1 m_2}{n_1 n_2} = \frac{m_1}{n_1} \cdot \frac{m_2}{n_2} = P(A) \cdot P(B); \quad (2.7)$$

Мисоллар

1. Биринчи қутида 5 та қора ва 10 та оқ шар бор бўлиб, иккинчисидан эса 3 та қора ва 17 та оқ шар бор. Ҳар бир қутидан биттадан шар олинганда 1) иккала шар ҳам қора; 2) иккала шар ҳам оқ; 3) биринчи қутидан қора, иккинчисидан оқ; 4) биринчи қутидан оқ, иккинчисидан қора шарлар чиқиши эҳтимолигини топинг.

Биринчи қутидан қора шар чиқиши (A ҳодиса) эҳтимолиги $P(A) = 5/15 = 1/3$, иккинчи қутидан қора шар чиқиши (B ҳодиса) эҳтимолиги $P(B) = 3/20$; биринчи қутидан оқ шар чиқиши (A' ҳодиса) эҳтимолиги — $P(A') = 10/15 = 2/3$ ва иккинчи қутидан оқ шар чиқиши (B' ҳодиса) эҳтимолиги $P(B') = 17/20$. Бир-бирига боғлиқ бўлмаган икки ҳодисанинг бирга-

лиқда содир бўлши эҳтимоллигини (2.6) формула асосида топамиз:

$$1) P(A \text{ ва } B) = P(A) \cdot P(B) = (1/3) \cdot (3/20) = 3/60 -$$

иккала шар қора бўлиши эҳтимоллиги;

$$2) P(A' \text{ ва } B') = P(A') \cdot P(B') = (2/3) \cdot (17/20) = 17/30 -$$

иккала шар оқ бўлиши эҳтимоллиги;

$$3) P(A \text{ ва } B') = P(A) \cdot P(B') = (1/3) \cdot (17/20) = 17/60 -$$

биринчи қутидан қора шар, иккинчисидан оқ шар олиниши эҳтимоллиги;

$$4) P(A' \text{ ва } B) = P(A') \cdot P(B) = 2/3 \cdot (3/20) = 1/10 -$$

биринчи қутидан оқ шар, иккинчисидан қора шар олиниши эҳтимоллиги.

Ҳамма тўртта эҳтимолий бўлган ҳоллар A ва B , A' ва B' , A ва B' , A' ва B тўлиқ ҳодисалар системасини ташкил қиладилар, шунинг учун

$$P(A \text{ ва } B) + P(A' \text{ ва } B) + P(A \text{ ва } B') + P(A' \text{ ва } B') = 3/60 + 17/30 + 17/60 + 1/10 = 1.$$

2. Уч болали оилада болаларнинг учаласи ҳам ўғил бўлиши эҳтимоллигини топинг. Ўғил бола туғилиши эҳтимоллиги 0,515 га тенг ва туғиладиган боланинг жинси олдинги боланинг жинсига боғлиқ эмас деб ҳисобланг.

Эҳтимолликларни кўпайтириш теоремасига асосан:

$$P(A \text{ ва } B \text{ ва } C) = 0,515 \cdot 0,515 \cdot 0,515 \approx 0,14$$

3. Ионлантурувчи нурланмишларнинг биологик системаларга таъсирини тушуниришда нишон назариясидан фойдаланилади. Масалан, ионлантурувчи заррача тушайтган генини нишон деб қараш мумкин. Тўқима N та нишонга эга ва унга L та заррача таъсир қилади. Агар маълум заррачанинг маълум нишонга тегиш эҳтимоллиги $P(A)$ га тенг бўлса, битта ҳам нишон зарарланмаслиги эҳтимоллигини топинг. Заррачаларнинг нишонларга тегиши бир-бирига боғлиқ бўлмаган ҳодиса деб, фараз қилинади.

Аниқ бир нишонга берилган заррачанинг таъсир қилмаслик эҳтимоллиги $1 - P(A)$ га тенг. Нишонга бошқа заррачалар тегиши мумкин. Берилган нишонга бирорта ҳам заррача тегмаслиги эҳтимоли L ва $[1 - P(A)]^L$ кўпайтувчининг кўпайтмасига, яъни $[1 - P(A)]^L$ га тенг. Ҳамма нишонларни ҳисобга олиш учун охири ифодани ўз-ўзига N марта кўпайтириш керак. У ҳолда $[1 - P(A)]^L \cdot N$ бўлади.

Агар бир-бирига боғлиқ икки ҳодисанинг биргаликда содир бўлиши ҳодисасининг эҳтимолини аниқланаётган бўлса, эҳтимолликларни кўпайтириш ҳақидаги теорема бирмунча мураккаблашади. Агар A ҳодиса содир бўлгандагина B ҳодиса бажариладиган ҳолда бу икки ҳодисанинг биргаликда содир бўлиши эҳтимоллиги $P(A \text{ ва } B) = P(A \cdot P(B/A))$ бўлади, бунда $P(B/A)$ шартли эҳтимолий, яъни B ҳодисанинг A одиса содир бўлгандаги эҳтимоллиги.

4. Қутида, 5 та шар бўлиб, 3 таси оқ ва 2 таси қора. Кетма-кет олинган шарларнинг қора ва оқ бўлиш эҳтимоллигини топинг.

Биринчи олинган шарнинг қора бўлиши (A ҳодиса) эҳтимоллиги $P(A) = m/n = 2/5$. Қора шар олингандан сўнг қутида 4 та шар: 3 та оқ ва 1 та қора шар қолади. Бундай ҳолда оқ шар чиқиб (A ҳодиса содир бўлгандан кейин B ҳодиса содир бўлиши) эҳтимоллиги $P(B/A) = 3/4$ га тенг. (2.8) муносабатдан фойдаланиб, $P(A \text{ ва } B) = (2/5) \cdot (3/4) = 3/10$ ни ҳосил қиламиз.

2.2 § ТАСОДИФИЙ МИҚДОР. ТАҚСИМОТ ҚОПУНИ. СОҢЛИ ХАРАКТЕРИСТИКАЛАР

Тасодифий миқдорнинг таърифи. Кўпгина тасодифий ҳодисалар тасодифий миқдорлар сифатида миқдорий баҳоланиши мумкин.

Тасодифий миқдор деб тасодифий ҳодисаларнинг даражасига қараб турлича қийматлар қабул қилувчи миқдорга айтилади.

Бунга мисол тариқасида шифокор қабулидаги беморлар сонини, аудиториядаги талабалар сонини, шаҳардаги туғилишлар сонини, алоҳида бир одам умрининг давомийлигини, молекуланинг тезлигини, ҳаво ҳароратини, миқдорни ўлчашдаги хатони ва ҳоказоларни кўрсатиш мумкин. Агар қўтидаги шарларни «спортлото» ўйинидаги каби номерлаб чиқилса, у ҳолда қўтидан ихтиёрый олинаётган шарлар тасодиғий миқдор бўлган сонни кўрсатади.

Узлукли ва узлуксиз тасодиғий миқдорлар мавжуд.

Агарда тасодиғий миқдор саноқли қийматлар тўпламини ташкил қилса, бу миқдор *узлукли (дискрет)* миқдор деб аталади, масалан: китобнинг ихтиёрый бетидаги ҳарфлар сони, атомдаги электроннинг энергияси, одам бошидаги сочлар сони, бошоқдаги довлар сони, ажратилган газдаги молекулалар сони ва ҳоказолар.

Узлуксиз тасодиғий миқдор бирор оралиқ (интервал) ичидаги исталган қийматларни қабул қилади: маълум бир вақт оралиғидаги ҳаво ҳарорати, буғдой бошоғидаги донларнинг массаси, бир партиядagi маҳсулотнинг ўлчови, ўқнинг нишонга теккан нуқтасининг координатаси (ўқни моддий нуқта деб қабул қиламиз) ва бошқалар.

Дискрет тасодиғий миқдорлар тақсимоли. Агар дискрет тасодиғий миқдорнинг мумкин бўлган қийматлари ва уларга мос эҳтимолликлари кўрсатилган бўлса, дискрет тасодиғий миқдор берилган деб ҳисобланади. Тасодиғий миқдорни X билан, унинг мумкин бўлган қийматларини $x_1, x_2 \dots$ билан эҳтимолликларини $P(x_1) = p_1; p(x_2) = p_2$ ва ҳ. к. билан белгиланади. X ва P тўпламига *тасодиғий миқдорнинг тақсимоли* дейилади (1-жадвал).

1-жадвал

X	x_1	x_2	x_3	x_4	x_5	...
P	p_1	p_2	p_3	p_4	p_5	...

Тасодиғий дискрет миқдорнинг мумкин бўлган ҳамма қийматлари тўлиқ системани ифодалагани учун (2.1-§ га қ.) эҳтимолликлари йиғиндисини бирга тенгдир:

$$\sum_{i=1}^n P(x_i) = 1. \quad (2.9)$$

Бу ерда тасодиғий дискрет миқдор n та қийматга эга деб фараз қилинади. (2.9) ифода *нормалаш шарт*и деб аталади.

Мисоллар

1. Тасодиғий миқдор деб, соққанинг юқори ёғида тушадиган очколар сонини қабул қиламиз. Бу тасодиғий миқдорнинг тақсимланганини кўрсатив (2-жадвал).

2-жадвал

X	1	2	3	4	5	6
P	1/6	1/6	1/6	1/6	1/6	1/6

2. Тасодифий миқдор «Спортлото» ўйнидаги спорт турининг померини ифодалайди. Спорт турининг умумий сон 49 та. Бу тасодифий миқдорнинг тақсимланишни кўрсатинг (3-жадвал)

3-жадвал

X	1	2	3	4	...	49
P	1/49	1/49	1/49	1/49	...	1/49

Биномиал тақсимот. Бирорта синов уч карра такрорланган бўлиб, бунда A тасодифий ҳодиса l марта содир бўлган бўлсин (l — тасодифий миқдор бўлиб, уч карра синовда 0, 1, 2 ва 3 қийматларни қабул қилиши мумкин). Тасодифий A ҳодисанинг содир бўлиш эҳтимоллиги $P(A)$ га тенг; \bar{A} ҳодисанинг содир бўлмаслиги, яъни қарама-қарши A ҳодисанинг содир бўлиш эҳтимоли $[1 - P(A)]$ га тенг.

$l=0$ қиймат A ҳодиса кетма-кет уч марта содир бўлмаганлигини билдиради. Бундай мураккаб ҳодисанинг эҳтимоллиги, эҳтимолликларнинг кўпайтмаси ҳақидаги теорема (2,6)га кўра қуйидагига тенг:

$$P(\bar{A} \text{ ва } \bar{A} \text{ ва } \bar{A}) = [1 - P(A)] \cdot [1 - P(A)] \cdot [1 - P(A)] = [1 - P(A)]^3.$$

$l=1$ қиймат уч марта такрорий кузатиш давомида ҳодиса бир мартагина содир бўлганини ифодалайди. (2.6) формула асосида қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$P(A \text{ ва } \bar{A} \text{ ва } \bar{A}) = P(A) [1 - P(A)] \cdot [1 - P(A)] = P(A) \cdot [1 - P(A)]^2.$$

$l=1$ бўлганда бундан ташқари яна иккита мураккаб ҳодиса (\bar{A} ва \bar{A} ва A) ҳамда (A ва A ва A) содир бўлгани учун (2.4) теоремадан фойдаланиб $l=1$ учун тўлиқ эҳтимолликни топиш керак:

$$P(\bar{A} \text{ ва } \bar{A} \text{ ва } \bar{A} \text{ ёки } \bar{A} \text{ ва } A \text{ ва } \bar{A} \text{ ёки } \bar{A} \text{ ва } \bar{A} \text{ ва } A) = 3P(A) \cdot [1 - P(A)]^2.$$

$l=2$ қиймат A ҳодисанинг учта синовдан иккитасида содир бўлганини билдиради. Юқоридагига ўхшаш мулоҳазалар юритиб, бу ҳолатлар учун тўлиқ эҳтимолликни ҳосил қиламиз:

$$P(\overline{A} \text{ ва } A \text{ ва } A \text{ ёки } A \text{ ва } \overline{A} \text{ ва } A \text{ ёки } A \text{ ва } A \text{ ва } \overline{A}) = 3P^2(A) \cdot [1 - P(A)].$$

$l=3$ бўлганда A ҳодиса синовларнинг ҳаммасида содир бўлади. Эҳтимолликларни кўпайтириш теоремасидан фойдаланиб

$$P(A \text{ ва } A \text{ ва } A) = P^3(A)$$

ни топамиз.

Натижада тўртта ҳаддан иборат биномиал тақсимотни ҳосил қиламиз.

4-жадвал

P	0	1	2	3
1	$[1 - P(A)]^3$	$3P(A) [1 - P(A)]^2$	$3P^2(A) [1 - P(A)]$	$P^3(A)$

Умумий ҳолда биномиал тақсимот A ҳодисанинг n марта синов жараёнида l миротаба содир бўлиши эҳтимоллигини аниқлашга имкон беради:

$$P_{ln} = C_n^l p^l (1-p)^{n-l}, \quad (2.10)$$

бунда $p = P(A)$; C_n^l — n элементдан l та элементни группалашлар сонини билдиради ва у қуйидагига тенг:

$$C_n^l = \frac{n(n-1) \dots (n-l+1)}{l!} = \frac{n!}{l!(n-l)!}.$$

Мисол

Кўп йиллик кузатишлар натижасида шифокорнинг берилган уйга чақирилиши эҳтимоли 0,5 га тенглиги аниқланди. Олти кун давомида шифокорнинг тўрт марта уйга чақирилиши эҳтимоллигини топиш.

$$P(A) = 0,5, \quad n = 6, \quad l = 4.$$

(2.10) формуладан фойдалансак:

$$P = \frac{6 \cdot 5 \cdot 4 \cdot 3}{1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 4} (0,5)^4 \cdot (0,5)^2 = 0,234.$$

Дискрет тасодифий миқдорнинг сонли характеристикалари. Кўп ҳолларда тасодифий миқдор тақсмоти билан бир қаторда ёки унинг ўрнига бу миқдорлар ҳақидаги ахборотни, *тасодифий миқдорларнинг сонли характеристикалари* деб аталувчи сонли параметрларни ҳам бериши мумкин. Буларнинг ичида энг кўп қўлланиладиганларини кўриб чиқамиз.

Тасодифий миқдорнинг *математик кутилмаси* (ўртача қиймати), унинг мумкин бўлган қийматларининг мос эҳтимолликларига кўпайтмаларининг йиғиндисига тенгдир:

$$M(X) = x_1 p_1 + x_2 p_2 + \dots + x_n p_n = \sum_{i=1}^n x_i p_i. \quad (2.11)$$

Фараз қилайлик кўплаб n синовлар жараёнида X дискрет тасодифий миқдор $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ қийматларни мос равишда $m_1, m_2, m_3, \dots, m_n$ марта қабул қилган бўлсин. Ўртача қиймат қуйидагига тенг:

$$\langle X \rangle = \frac{m_1 x_1 + m_2 x_2 + \dots + m_n x_n}{n} = x_1 \frac{m_1}{n} + \dots + x_n \frac{m_n}{n}.$$

Агар n катта бўлса, у ҳолда $m_1/n, m_2/n, \dots$ нисбий частоталар аҳтимоликларга, ўртача қиймат эса математик кутилмага интилади. Худди шунинг учун математик кутилмалар кўпинча ўртача қиймат билан алмаштирилади.

Мисоллар

1. Соққани ташлаганда устки ёғида ёзилган рақам ёрдамида ифодаланган дискрет тасодифий миқдорнинг математик кутилмасини топинг.

(2.11) дан фойдаланамиз:

$$M(X) = 1 \cdot 1/6 + 2 \cdot 1/6 + 3 \cdot 1/6 + 4 \cdot 1/6 + 5 \cdot 1/6 + 6 \cdot 1/6 = 7/2$$

2. «Спортлото» тиражи билан ифодаланадиган дискрет тасодифий миқдорнинг математик кутилмасини топинг.

(2.11) га асосан толамиз:

$$M(X) = 1 \cdot 1/49 + 2 \cdot 1/49 + \dots + 49 \cdot 1/49 = 25.$$

Дискрет тасодифий миқдорнинг мумкин бўлган қийматлари математик кутилманинг атрофида тарқалган бўлиб, баъзилари $M(X)$ дан катта, баъзилари эса ундан кичикдир. Тасодифий миқдорнинг тарқалиш даражасини унинг ўртача қийматиغا нисбатан қандай баҳолаш мумкин? Бундай масалани счиш учун ҳамма тасодифий миқдорларнинг ўзининг $X - M(X)$ математик кутилмасидан четлашиш даражасини ҳисоблаш, сўнгра бу четлашишларнинг математик кутилмаси $M[X - M(X)]$ ни топиш керакдек туюлади. Ибботсиз шуни кўрсатиб ўтамизки, бу миқдор нолга тенг, чунки тасодифий миқдорларнинг математик кутилмалари ҳам мусбат, ҳам манфий қийматларга эга. Шунинг учун четлашишларнинг абсолют қиймати $M[|X - M(X)|]$ ни ёки четлашишларнинг квадратлари $M[X - M(X)]^2$ ни ҳисобга олиш мақсадга мувофиқдир. Иккинчи вариант афзалроқдир, чунки бунда тасодифий миқдорларнинг дисперсияси ҳақидаги тушунчага келинади.

Тасодифий миқдорнинг дисперсияси деб, тасодифий миқдорнинг ўзининг математик кутилмасидан четлашишлари квадратининг математик кутилмасига айтилади:

$$(D(X) = M[X - M(X)]^2. \quad (2.12)$$

Ҳисоблашларни осонлаштириш мақсадида дисперсияни ҳисоблаш учун қулай бўлган формулани келтирамиз:

$$D(X) = M(X^2) - [M(X)]^2 \quad (2.13)$$

Бу формула дисперсия тасодифий миқдор квадратининг математик кутилмаси билан унинг математик кутилмасининг квадрати ўртасидаги айирмасига тенглигини кўрсатади.

Мисол

Соққан ташлаганда унинг ёғида ёзилган рақам билан ифодаланган тасодифий миқдорнинг дисперсиясини топинг.

Бу тақсимотнинг математик кутилмаси 3,5 га тенг. Тасодифий миқдорнинг математик кутилмадан четлашшлари квадратларининг қийматини ёзиб чиқамиз:

$$(1-3,5)^2=6,25;$$

$$(2-3,5)^2=2,25;$$

$$(3-3,5)^2=0,25;$$

$$(4-3,5)^2=0,25;$$

$$(5-3,5)^2=2,25;$$

$$(6-3,5)^2=6,25.$$

(2.12) формуладан фойдаланиб ва (2.11) ни ҳисобга олиб, дисперсияни топамиз:

$$D(X)=0,25 \cdot 1/6+2,25 \cdot 1/6+0,25 \cdot 1/6+0,25 \cdot 1/6+2,25 \cdot 1/6+6,25 \cdot 1/6=2,9167.$$

Дисперсияни (2.13) формуладан фойдаланиб ҳисоблаймиз:

$$[M(X)]^2=3,5^2=12,25;$$

$$M(X^2)=1^2 \cdot 1/6+2^2 \cdot 1/6+3^2 \cdot 1/6+4^2 \cdot 1/6+5^2 \cdot 1/6+6^2 \cdot 1/6=15,1667.$$

$$D(X)=15,1667-12,25=2,9167.$$

(2.12) формуладан дисперсия тасодифий миқдор ўлчамининг квадратига тенг бўлган ўлчамга эга эканлиги келиб чиқади. Тасодифий миқдорнинг тарқалишини ўша ўлчамда ифодалаш учун *ўртача квадратик четланиш* деган тушунча киритилади. *Ўртача квадратик четланиш* деганда дисперсиядан олинган квадрат илдиз тушунилади:

$$\sigma = \sqrt{D(X)}. \quad (2.14)$$

Ўзлуксиз тасодифий миқдорлар тақсимоти ва характеристикалари. Ўзлуксиз тасодифий миқдорларни дискрет миқдор тақсимоти қонуни асосида ифодалаш мумкин эмас. Бу ҳолда қуйидагича иш тутилади.

Фараз қилайлик, dP — ўзлуксиз тасодифий миқдор X нинг x ва $x+dx$ оралиқдаги қийматларини қабул қилиш эҳтимоли бўлсин. Шу нарса аёнки, dx оралиқ қанча катта бўлса, dP эҳтимолик ҳам шунча катта бўлади $dP \propto dx$. Бундан ташқари, эҳтимолик интервалга яқин турган тасодифий миқдорга ҳам боғлиқ бўлиши керак. Шунинг учун

$$dP=f(x)dx, \quad (2.15)$$

бу ерда $f(x)$ — эҳтимоликнинг зичлиги ёки эҳтимоликнинг тақсимот функциясидир. У тасодифий миқдорнинг dx интервалга тегишли эҳтимолини шу миқдорнинг қийматига боғлиқ ҳолда қандай ўзгарини билдиради:

$$f(x) = dP/dx. \quad (2.16)$$

(2.15) ифодани тегишли оралиқларда интеграллаб, тасодифий миқдорнинг (a, b) интервалда бирор қийматни қабул қилиш эҳтимолини топамиз:

$$P_{ab} = \int_a^b f(x) dx. \quad (2.17)$$

Узлуксиз тасодифий миқдорлар учун нормалаш шартин қуйидаги кўринишга эга:

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx. \quad (2.18)$$

Математикада эҳтимоллиқнинг зичлигидан ташқари, *узлуксиз тасодифий миқдорнинг тақсимооти функцияси* тушунчасидан ҳам фойдаланилади:

$$F(x) = \int_{-\infty}^x f(x) dx. \quad (2.19)$$

(2.19)дан шу нарса кўришиб турибдики, бу функция x дан кичик бўлган қийматлар қабул қилиш эҳтимолига тенгдир:

$$F(X) = p(-\infty < X < x).$$

Узлуксиз тасодифий миқдор учун математик кутилма ва дисперсия мос равишда қуйидагича ёзилади:

$$M(X) = \int_{-\infty}^{+\infty} xf(x) dx, \quad (2.20)$$

$$D(X) = \int_{-\infty}^{+\infty} [x - M(X)]^2 f(x) dx. \quad (2.21)$$

2.3-§. ТАҚСИМОТНИНГ НОРМАЛ ҚОНУНИ

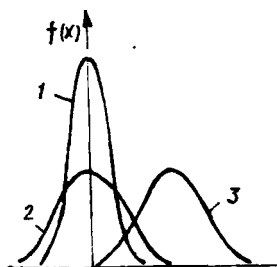
Эҳтимоллиқлар назариясида ва математик статистикада, турли соҳаларда тақсимотнинг нормал қонуни (Гаусс қонуни) муҳим роль ўйнайди. Агар тасодифий миқдорнинг эҳтимоллигининг зичлиги

$$f(x) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(x-a)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (2.22)$$

кўринишда бўлса, тасодифий миқдор шу қонун бўйича тақсимланган бўлади, бунда $a = M(X)$ тасодифий миқдорнинг математик кутилмаси, σ — ўртача квадратик четланиш; σ^2 — тасодифий миқдор дисперсияси.

* $\exp(t)$ белги e га мос келади. Даражанинг кўрсаткичи кўпхад бўлган ҳолларда биринчи белгилаш афзалроқдир.

Тақсимотнинг нормал қонуни эгри чизиғи қўнғироқсимон шаклда бўлиб (2.1-расм), $x=a$ тўғри чизиққа тарқалиш марказига нисбатан симметрик жойлашган бўлади. Функция $x=a$ нуқтада энг катта қиймати-га етади: $f(x)_{\max} = 1/\delta\sqrt{2\pi}$. $(x-a)$ ошгани сари $f(x)$ функция монотон камайиб боради ва нолга асимптотик равишда яқинлашиб боради. δ камая боргани сари эгри чизиқнинг учи ўткирлашиб боради. δ ўзгармагани ҳолда a нинг ўзгаринин эгри чизиқнинг шаклига таъсир қилмайди, балки абсцисса бўйлаб уни суради холос. Эгри чизиқ билан чегараланган юза нормировка шартига асосан бирга тенг. Расмда учта эгри чизиқ кўрсатилган. 1 ва 2 эгри чизиқлар учун $a=0$ бўлиб, улар $\delta(\delta_1 < \delta_2)$ нинг қиймати билан фарқланадилар. 3 эгри чизиқ учун эса $a \neq 0$ ($\delta = \delta_2$).



2.1-расм.

Бу ҳол учун (2.19) тақсимланиш функциясини ҳисоблаймиз:

$$F(x) = \int_{-\infty}^x f(x) dx = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x \exp\left[-\frac{(x-a)^2}{2\sigma^2}\right] dx. \quad (2.23)$$

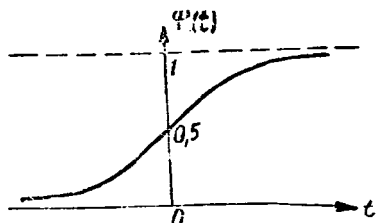
Одатда нормал тақсимланиш функциясининг бошқача ифодасидан фойдаланилади. Янги ўзгарувчи $t = \frac{x-a}{\sigma}$ ни келтирамиз. У ҳолда $dx = \delta \cdot dt$ бўлади. Бу қийматларни (2.23)га қўйсак:

$$F(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^t e^{-t^2/2} dt = \Phi(x) = \Phi\left(\frac{x-a}{\sigma}\right). \quad (2.24)$$

$\Phi(t)$ функциянинг қийматлари махсус тузилган жадваллардан олинади ([2]га қ.), чунки (2.24) интегрални содда функциялар орқали ифодалаш мумкин эмас. Функциянинг графиги 2.2-расмда келтирилган.

Тасодифий миқдор тақсимланиш нормал бўлган ҳолда (x_1, x_2) интервалда ётиши эҳтимолигини (2.17) формула асосида ҳисоблаш мумкин. Келтириб чиқариб ўтирмасдан (2.24) каби бу эҳтимолик қуйидагича

$$P(x_1 < x < x_2) = \Phi\left(\frac{x_2 - a}{\sigma}\right) - \Phi\left(\frac{x_1 - a}{\sigma}\right). \quad (2.25)$$



2.2-расм.

аниқланишини кўрсатиб ўтамиз. (2.25) формуладан фойдаланиб қуйидаги эҳтимоликларни ҳисоблаймиз

$$\begin{aligned}
 \text{а) } P(a - \sigma < x < a + \sigma) &= \Phi\left(\frac{a + \sigma - a}{\sigma}\right) - \\
 &- \Phi\left(\frac{a - \sigma - a}{\sigma}\right) = \Phi(1) - \Phi(-1).
 \end{aligned}$$

$\Phi(-t) = 1 - \Phi(t)$ бўлгани учун $P = 2\Phi(1) - 1$ бўлади. Жадвалдан $\Phi(+1) = 0,8413$ ни топамиз, бундан эса:

$$P = 2 \cdot 0,8413 - 1 = 0,683 \quad (2.26 \text{ а})$$

$$\begin{aligned}
 \text{б) } P(a - 2\sigma < x < a + 2\sigma) &= \Phi\left(\frac{a + 2\sigma - a}{\sigma}\right) - \\
 &- \Phi\left(\frac{a - 2\sigma - a}{\sigma}\right) = \Phi(2) - \Phi(-2) = 2\Phi(2) - 1.
 \end{aligned}$$

Жадвалдан $\Phi(2) = 0,9772$ ни топамиз, бундан

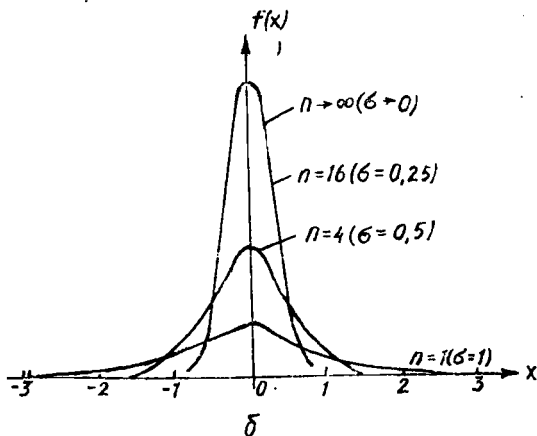
$$P = 2 \cdot 0,9772 - 1 = 0,954; \quad (2.26 \text{ б})$$

$$\begin{aligned}
 \text{в) } P(a - 3\sigma < x < a + 3\sigma) &= \Phi\left(\frac{a + 3\sigma - a}{\sigma}\right) - \\
 &- \Phi\left(\frac{a - 3\sigma - a}{\sigma}\right) = \Phi(3) - \Phi(-3) = 2\Phi(3) - 1.
 \end{aligned}$$

Жадвалдан $\Phi(3) = 0,9986$ ни топамиз, бундан

$$P = 2 \cdot 0,9986 - 1 = 0,997 \quad (2.26 \text{ в})$$

Математик статистикада (2.26) қийматлардан фойдаланилади. Фараз қилайлик, нормал тақсимотдан ихтиёрый равишда n тадан тасодифий миқдорнинг қийматларидан тузилган группалар



2.3.-расм.

тавляб олинади. Ҳар бир группа учун ўртача қийматни топиш мумкин. Бу ўртача қийматлар ўзлари нормал тақсимотни ташкил қилиб, унинг математик кутилмаси бошланғич нормал тақсимотнинг математик кутилмасига тенг бўлади, дисперсия ва ўртача квадратик четланишлар эса бошланғич тақсимотнинг шу характеристикаларидан мос равишда n ва \sqrt{n} марта фарқ қилади:

$$D_n = \frac{D}{n} \text{ ёки } \sigma_n^2 = \frac{\sigma^2}{n}, \quad \sigma_n = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \quad (2.26 \text{ г})$$

Бу қонда бу ерда исботланмайди, аммо уни 2,3-расм ёрдамида кўрсатиш ва чегаравий хусусий ҳолларни кўриб чиқиш мумкин. $n \rightarrow \infty$ да $\delta_n \rightarrow 0$; аслида бу ҳолда «тасодиқий миқдорлар группаси» — бутун бошланғич тақсимотдир, бошқа группалар йўқ, графикда математик кутилмага мос келадиган вертикал чизиқлар кўрсатилган. $n=1$ бўлганда $\delta_n = \delta$, бу ҳолда бошланғич нормал тақсимотга келамиз.

2.4-§ МАКСВЕЛЛ ВА БОЛЬЦМАН ТАҚСИМОТЛАРИ

Максвелл тақсимоти (газ молекулаларининг тезлик бўйича тақсимоти). Мувозанат ҳолатида газнинг параметрлари (босим, ҳажм ва ҳарорат) ўзгармас бўлади, лекин микроҳолатлар — молекулаларнинг ўзаро жойлашуви, улар тезлиги — узлуксиз ўзгариб туради. Молекулаларнинг сони жуда кўп бўлгани учун уларнинг маълум бир моментдаги тезликлари қийматини топиш мумкин эмас, лекин молекулаларнинг тезлигини тасодиқий миқдор деб қараб молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимланишини кўрсатиш мумкин.

Алоҳида бир молекулаи ажратиб олайлик. Ҳаракатнинг хаотиклиги молекула тезлигининг v_x проекцияси учун нормал тақсимот қонунини қабул қилишга имкон беради. Бу ҳолда Ж. К. Максвелл кўрсатганидек, молекула v_x тезлик компонентига эга бўлиш эҳтимолининг зичлиги қуйидагича ёзилади:

$$f(v_x) = \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{1/2} \cdot e^{-m_0 v_x^2 / (2kT)}, \quad (2.27)$$

бунда m_0 молекуланинг массаси, T — газнинг термодинамик ҳарорати, k — Больцман доимийси.

$f(v_y)$ ва $f(v_z)$ лар учун ҳам шундай ифодаларни ёзиш мумкин.

(2.15) формула асосида молекула v_x дан $v_x + dv_x$ гача оралиқда ётувчи тезлик проекциясига эга бўлиш эҳтимолини ёзиш мумкин:

$$dP_x = f(v_x) \cdot dv_x; \quad (2.28)$$

худди шунингдек, бошқа ўқлар учун:

$$dP_y = f(v_y) dv_y; \quad dP_z = f(v_z) dv_z. \quad (2.29)$$

Юқорида келтирилган (2.28) ва (2.29) шартларнинг ҳар бири боғлиқ бўлмаган ҳодисаларни ифодалайди. Шунинг учун молекуланинг проекциялари ҳамма шартларни қаноатлантирувчи тезликка эга бўлиш эҳтимоллигини эҳтимолликларни кўнайтириш теоремаси асосида топиш мумкин (2.6) га қ.):

$$dP = dP_x dP_y dP_z = f(v_x) f(v_y) f(v_z) dv_x dv_y dv_z. \quad (2.30)$$

(2.27) дан фойдаланиб, (2.30) дан қуйидагини топамиз:

$$dP = \left(\frac{m_0}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-m_0(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/(2kT)} dv_x dv_y dv_z. \quad (2.31)$$

Мураккаб ҳисоблашларни кўрсатмаган ҳолда (2.31) ёрдамида тезлиكنинг абсолют қийматининг эҳтимоллигининг Максвелл тақсимооти функцияси (тезликлар бўйича Максвелл тақсимооти):

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT}\right)^{3/2} v^2 e^{-m_0 v^2/(2kT)} \quad (2.32)$$

ни ҳамда молекуланинг тезлиги v_0 дан $v+dv$ гача ораликда ётган қийматга тенг бўлиш эҳтимоллиги:

$$dP = f(v) dv = 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT}\right)^{3/2} v^2 e^{-m_0 v^2/(2kT)} dv \quad (2.33)$$

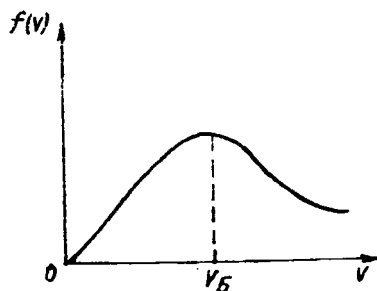
ни топиш мумкинлигини таъкидлаб ўтамиз.

(2.32) функциянинг графиги 2.4-расмда келтирилган. Максвелл эгри чизигининг энг катта қийматига мос келган тезликка *эҳтимоллиги энг кўп бўлган тезлик* v_0 дейилади. Уни функциянинг максимумлиги шартидан келтириб чиқариш мумкин (иловадаги 3-§ га қ.):

$$\frac{df(v)}{dv} = 0 \quad \text{ёки}$$

$$\left(\frac{4}{\sqrt{\pi}}\right) \cdot N \left[\frac{m_0}{2kT}\right]^{3/2} \left\{ e^{-m_0 v_0^2/(2kT)} \cdot 2v_0 - \right.$$

$$\left. - v_0^2 \cdot e^{-m_0 v_0^2/(2kT)} \left[2m_0 v_0/(2kT)\right] \right\} = 0,$$



2.4.-расм.

бундан

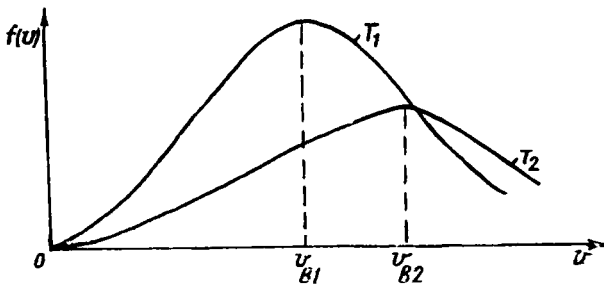
$$v_0^2 = 2kT/m_0; \quad v_0 = \sqrt{2kT/m_0}. \quad (2.34)$$

Молекуланинг ўртача тезлиги математик кутилма)ни умумий ҳолда асосида топиш мумкин (2.20 га қ.). Тезлиكنинг ўртача қиймати аниқланаётгани учун интеграллаш чегараларини 0 дан ∞ гача олинадди (бу ерда математик келтириб чиқаришлар келтирилмаган).

$$\langle v \rangle = \int_0^{\infty} v f(v) dv = 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int_0^{\infty} v^3 e^{-m_0 v^2 / (2kT)} dv =$$

$$= \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}}. \quad (2.35)$$

Ҳарорат кўтарилганда Максвелл эгри чизигининг максимуми катта тезликлар томон сурилади ва молекулаларнинг тезликлари бўйича тақсимотининг кўриниши ўзгаради (2.5-расм; $T_1 < T_2$). Берилган газ ва берилган шароит учун ҳар қандай молекуланинг Максвелл (2.32) тақсимоти (T ҳарорат) бир хилдир. Бу эса тезликлари Δv оралиқда ётган молекулаларнинг сонини ҳисоблаб топиш имконини беради.



2.5-расм.

Тегишли формулани ҳосил қиламиз.

Газнинг умумий молекулаларининг сони N одатда ниҳоятда катта бўлгани учун dp эҳтимолликни, тезликлари шартин қаноатлантирувчи dN молекулалар сонининг молекулаларнинг умумий N сонига нисбати кўринишида ифодалаш мумкин:

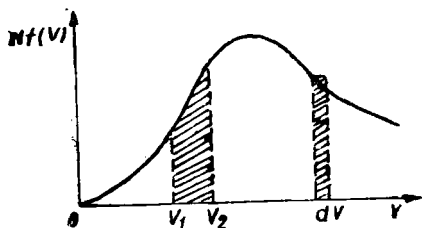
$$dP = \frac{dN}{N} \quad \text{ёки} \quad dN = NdP. \quad (2.36)$$

(2.33) ва (2.36) дан қуйидаги ифода келиб чиқади:

$$dN = 4\pi N \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-m_0 v^2 / (2kT)} dv. \quad (2.37)$$

Бу формула тезликлари v_1 дан v_2 гача оралиқда ётувчи молекулаларнинг сонини аниқлаш имконини беради. Бунинг учун (2.37) ифодани интеграллаш керак:

$$N_{12} = 4\pi N \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int_{v_1}^{v_2} v^2 e^{-m_0 v^2 / (2kT)} dv \quad (2.38)$$



2.6-расм.

Берилган аниқ қийматга тенг бўлган тезликка эга бўлган молекулаларнинг сони нечта, деб берилган саволга биринчи қараганда жуда галати туюладиган жавоб берилади: агарда тезлик аниқ бир қиймат билан берилган бўлса, у ҳолда тезликлар интервали нолга тенг бўлади ($dv=0$) ва (2.37)дан нолни ҳосил қиламиз, яъни бирорта ҳам молекуланинг тезлиги берилган тезликка тенг бўлмайди. Бу ҳол эҳтимоллик назариясининг узлуксиз тасодифий миқдорлар (тезлик ҳам шу жумладандир) учун олдиндан унинг қийматини айтиб бўлмайди, деган қойдасига мос келади.

Молекулаларнинг тезлигига қараб тақсимланиши турли тажрибалар асосида тасдиқланган.

Максвелл тақсимоти ни фақат молекулаларнинг тезликларини асосидаги тақсимот деб эмас, балки кинетик энергиялари асосидаги тақсимот деб ҳам қараш мумкин (чунки бу тушунчалар ўзаро боғлиқдир).

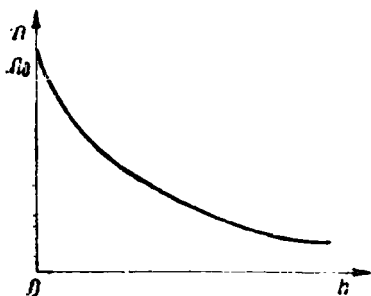
Больцман тақсимоти. Агарда молекулалар қандайдир ташқи куч майдонида, масалан Ернинг гравитацион майдонида бўлса, у ҳолда уларнинг потенциал энергиялари бўйича тақсимланишини топиш мумкин, яъни аниқ бир потенциал энергияга эга бўлган заррачаларнинг концентрациясини топиш мумкин.

Заррачаларнинг гравитацион, электр ва бошқа куч майдонларида потенциал энергиялар бўйича тақсимланиши *Больцман тақсимоти* деб аталади.

Бу тақсимотни гравитацион майдон учун татбиқ қилинганда молекулалар концентрацияси n нинг Ер сатҳидан h баландликка ёки mgh потенциал энергияга боғланиши кўринишида ифодаланиши мумкин:

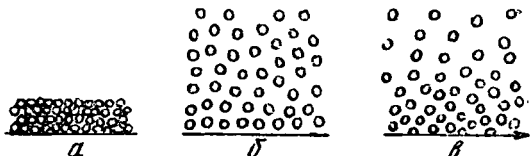
$$n = n_0 e^{-mgh/(kT)}. \quad (2.39)$$

Бу (2.39) ифода идеал газ зарралари учун ўринли. Бу боғланиш график тарзда экспонента кўринишида тасвирланади. (2.7-расм) Молекулаларнинг Ернинг тортиш кучи таъсиридаги бундай тақсимланишни сифат жиҳатдан молекуляр-кинетик тасаввур доирасида моле-



2.7-расм.

кулаларга қуйидаги иккита қарама-қарши омил (фактор) лар таъсир қилиши билан тушунтириш мумкин: гравитацион майдон (унинг таъсирида ҳамма молекулалар Ерга тортилади); ҳамда молекулаларни мумкин бўлган бутун ҳамж бўйлаб текис сочиб юборишга ҳаракат қилувчи молекуляр-хаотик ҳаракат. 2.8-расмда $T=0$ учун гравитацион майдондаги (а), $T \neq 0$ учун тортиш майдони бўлмаганда (б) ва иккала омил (фактор) бир вақтда таъсир қилган ҳол учун (в) молекулалар тақсимооти схематик тарзда кўрсатилган; сўнги ҳол Больцман тақсимоотига мос келади.



2.8-расм.

Хулоса сифатида Максвелл ва Больцман тақсимоотларидаги экстенсив потенциал ҳадларидаги баъзи ўхшашликларини кўрсатиб ўтиш фойдадан ҳоли бўлмайди:

$$e^{-m_0 v^2 / (2kT)} = e^{-E_k / (kT)}; \quad e^{-m_0 g h / (kT)} = e^{-E_n / (kT)}.$$

Биринчи тақсимоотда даража кўрсаткичида молекула кинетик энергиясининг kT га нисбати бўлса, иккинчисида эса потенциал энергиянинг kT га нисбатидир.

2.5-§. МАТЕМАТИК СТАТИСТИКАНИНГ АСОСИЙ ТУШУНЧАЛАРИ

Биз улкан тасодифий миқдорлар бўйсунган баъзи бир тушунчалар ва қонуниятлар билан танишиб ўтдик. Бу билан боғлиқ бўлган амалий масалалардан бири бу кўп тасодифий миқдорлар ичидан, статистик маълумотлар деб аталувчи, маълумотларни *танлаб олиш* ва уларни қайта ишлаш *усулларини* яратишдан иборатдир. Бундай масалалар математик статистикада кўрилади.

Математик статистика статистик маълумотлардан фойдаланган ҳолда илмий ва амалий масалаларни ечиш учун мазкур маълумотларни системалаштирувчи математик усуллар ҳақидаги фандир. Математик статистика эҳтимоллар назариясига яқин бўлиб, унинг тушунчаларига асосланади. Математик статистика учун асосий масала тасодифий миқдорнинг тақсимланиши бўлмай, статистик маълумотларни таҳлил қилиш билан унинг қайси тақсимоот қонунига мувофиқ эканлигини топишдир.

Фараз қилайлик, маълум бир белгисига қараб кўпгина объектларни ўрганиб чиқиш талаб қилинсин. Буни узлуксиз кузатишлар (тадқиқотлар, ўлчашлар) ёки узлукли танлаб кузатишлар ёрдамида амалга ошириш мумкин.

Танлаб, яъни тўлиқмас кузатишлар қўйидаги сабабларга кўра маъқулроқ бўлиши мумкин. Биринчидан, қисмини текшириш бутунни текширишдан анча кам меҳнат талаб қилиши табиий, бинобарин, бунинг сабабларидан бири — иқтисодий сабабдир. Иккинчидан, узлуксиз кузатишларни бажариш мумкин бўлмаслиги ҳам мумкин. Бу кузатишларни амалга ошириш учун бутун ўрганилаётган техникани ёки бутун биологик объектларни йўқотишга тўғри келиши мумкин. Масалан, кохлеар протез яратиш мақсадида электродларни шиллиқ қуртда имплантация қилаётган шифокор шиллиқ қуртнинг эшитиш аппаратининг жойлашиши ҳақидаги эҳтимолий тасавурларга эга бўлиши керак (8.5-§ га қ.). Бу ҳақда тўлиқ ва аниқ маълумотларни ўлчамларнинг ҳаммасини патолого-анатомик очишлар ва ўлчашлар ёрдамида яратиш мумкиндек бўлиб кўринади. Бироқ, бу ўринда танлаб ўтказилган кузатишлар ёрдамида керакли маълумотларни олиш етарли.

Тадқиқот учун объектларнинг бир қисми танлаб олинган катта статистик тўпламга бош тўплам дейилади. Ундан танлаб олинган объектлар тўплами эса танланган тўплам ёки танланма деб аталади.

Танланган объектларнинг хоссаси бош тўплам объектлари хоссасига мос келиши керак, ёки бошқача қилиб айтганда, танлама кўргазмали (репрезентатив) бўлиши керак. Масалан, катта шаҳар аҳолисининг соғлиғини ўрганиш мақсад қилиб қўйилган бўлса, шаҳарнинг маълум бир ноҳияси аҳолисинигина танлаб ўрганиш ярамайди. Турли ноҳияларда яшаш шароитлари (намлиги, ташкилотлар, турар жойларнинг қурилиши ва ҳоказолар) бир-биридан фарқ қилиши мумкин ва бу соғлиққа таъсир қилиши мумкин. Шунинг учун танламага тасодифий танлаб олинган объектларни жиритиш керак.

Агарда миқдорнинг ўлчашларда олинган қийматларини кетма-кет ёзиб чиқсак статистик қатор деб аталувчи қатор ҳосил бўлади. Масалан, эркакларнинг бўйи (см) 171, 172, 173, 168, 170, 169,.. Бундай қатор таҳлил қилиш учун ноқулай, чунки унда қийматларнинг ўсиш (ёки камайиш) кетма-кетлиги йўқдир, такрорланшлар ҳам учрайди. Шунинг учун қийматларни, масалан, ўсиш тартибида ва такрорланшлар сонини кўрсатиб ифодалаш мақсадга мувофиқдир.

У ҳолда танламанинг статистик тақсимлашиши:

$$\begin{array}{ccccccc}
 x_1 & < x_2 < & \dots & < x_i < & \dots & < x_k \\
 n_1 & & n_2 & & \dots & & n_i & & \dots & & n_k \\
 p_1^* = \frac{n_1}{n} & & p_2^* = \frac{n_2}{n} & & \dots & & p_i^* = \frac{n_i}{n} & & \dots & & p_k^* = \frac{n_k}{n}
 \end{array}$$

Бу ерда x_i — белги (вариант)нинг кузатилаётган қийматларидир; n_i миқдор x_i вариантни кузатишлар сони (частота); p_i^* —

нисбий частота. Танланмадаги объектларнинг умумий сони (тавлан-
ма ҳажми)

$$n = \sum_{i=1}^k n_i,$$

ҳаммаси бўлиб k та вариант. Статистик тақсимот — бу вариантлар
ва унга мос бўлган частота (нисбий частота)лар тўпламидир, яъни
статистик тақсимот — бу (2.40) даги 1- ва 2-сатр ёки 1- ва 3-сатр-
лар маълумотлари тўпламидир.

Тиббий адабиётда вариантлар ва уларга мос частоталардан
тузилган тўпламлар *вариацион қатор* деб ном олган.

Юқорида тасвирланган дискрет статистик тақсимот билан бир
қаторда *узлуксиз (интервалли) статистик тақсимотдан* ҳам фойда-
ланилади:

$$\begin{array}{cccccc} x_0, x_1 & x_1, x_2 & \dots & x_{i-1}, x_i & \dots & x_{k-1}, x_k \\ n_1 & n_2 & \dots & n_i & \dots & n_k \\ p_1^* = \frac{n_1}{n} & p_2^* = \frac{n_2}{n} & \dots & p_i^* = \frac{n_i}{n} & \dots & p_k^* = \frac{n_k}{n} \end{array} \quad (2.41)$$

бунда x_{i-1}, x_i — белгининг миқдорий қиймати ётган i - интервал,
 n_i^* — шу интервалга тушган вариант частоталарининг йиғиндиси,
 p_i^* — нисбий частоталар йиғиндиси.

Статистик тақсимотга мисол тариқасида янги туғилган ўғил бо-
лаларнинг массаси (кг) ва частоталарини келтирамыз (5-жадвал).

5-жадвал

X	2,7	2,8	2,9	3,0	3,1	3,2	3,3	3,4	3,5	3,6	3,7	3,8	3,9	4,0	4,1	4,2	4,3	4,4
P	1	2	3	7	8	12	13	10	7	6	5	5	6	5	3	3	2	1

Ўғил болаларнинг умумий сони

$$n = \sum_{i=1}^k n_i = 100. \quad (2.42)$$

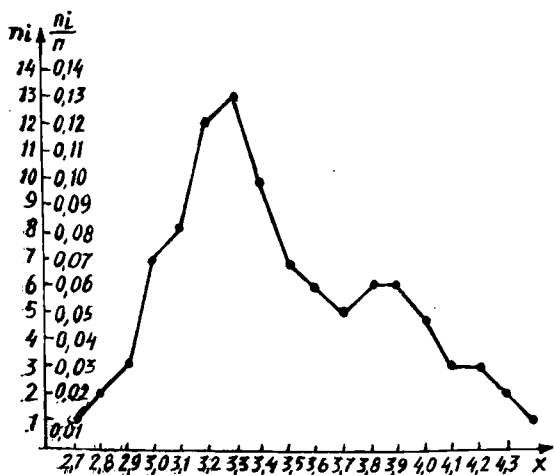
Бу тақсимотни узлуксиз (интервалли) кўринишда ҳам кўрсатиш
мумкин (6-жадвал).

6-жадвал

2,65—2,75	2,75—2,85	2,85—2,95	2,95—3,05	3,05—3,15	ва ҳ. к.
1	2	3	7	8	

Яққоллик учун статистик тақсимотлар полигон ва гистограммъ-
лар кўринишида тасвирланади.

Частоталар полигонови — синиқ чизиқ бўлиб, унинг кесмалари



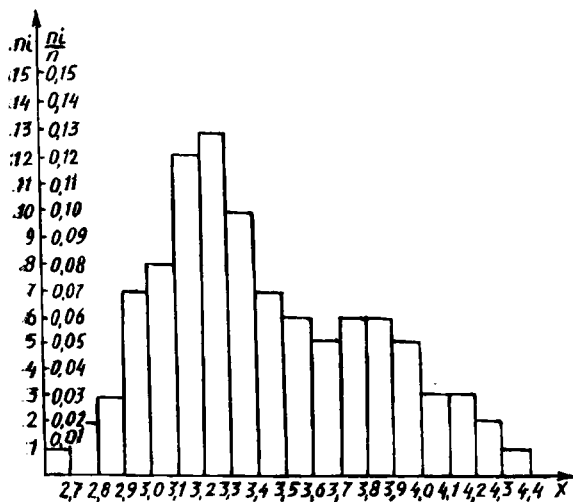
2.9-расм.

$$\frac{ni}{a} \text{ ёки } \frac{ni}{na} = \frac{pi}{a}.$$

(2.43)

Шундай қилиб, ҳар бир тўртбурчакнинг юзи мос равишда қуйидагиларга тенгдир:

$$\frac{ni}{a} a = ni \text{ ёки } \frac{pi^*}{a} a = pi^*.$$



2.10-расм.

$(x_1; n_1), (x_2; n_2), \dots$ координатли нуқталарни бирлаштиради ёки нисбий частоталар учун полигон $(x_1; p_1); x_2, p) \dots$ координатли нуқталарни бирлаштиради (2.9-расм) (2.42) тақсимотга тааллуқлидир.

Частоталар гистограммаси — кетма-кет тўғри чизиқ бўйлаб жойлаштирилган тўртбурчаклар бўлиб (2.10-расм уларнинг асослари бир хил) ва a га тенг, баландликлари эса частоталарининг (ёки нисбий частотанинг) a га нисбатига тенг:

Бинобарин, частоталар гистограммасининг юзи

$$\sum_{i=1}^k n_i = n, \quad \text{нисбий}$$

частоталарнинг гистограммаларининг юзи эса

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^k p_i^* &= \sum_{i=1}^k \frac{n_i}{n} = \\ &= \frac{1}{n} \sum_{i=1}^k n_i = \frac{n}{n} = 1. \end{aligned}$$

Статистик тақсимотнинг энг кенг тарқалган характеристикалари ўртача миқдорлар: мода медиана ва ўртача арифметик ёки танланма ўртачалардир.

Мода (M_o) энг катта частотага мос келадиган вариантга тенг. (2.42) тақсимотда $M_o = 3,3$ кг

Медиана (M_e) статистик тақсимотнинг ўртасида жойлашган вариантга тенгдир. У статистик (вариацион) қаторни тенг икки қисмга бўлади. Вариантлар сони жуфт бўлганда медиана учун икки марказий вариантнинг ўртача қиймати қабул қилинади. (2.42) тақсимотда

$$M_e = \frac{3,5 + 3,6}{2} = 3,55 \text{ кг.}$$

Танланма ўртачанинг қиймати (\bar{x}_T) статистик қатор вариантларининг ўртача арифметик қиймати каби аниқланади:

$$\bar{x}_T = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^k x_i n_i \text{ ёки } \bar{x}_T = \sum_{i=1}^k x_i p_i^* \quad (2.44)$$

Юқоридаги (2.42) мисол учун

$$x_T = \frac{2,7 \cdot 1 + 2,8 \cdot 2 + 2,9 \cdot 3 + \dots + 4,3 \cdot 2 + 4,4 \cdot 1}{100} = 3,468 \text{ кг.}$$

Вариантларнинг ўзининг x ўртача қиймати атрофида тарқалишини характерлаш учун четланишлар квадратларининг ўртача арифметик қиймати билан аниқланувчи *танланма дисперсия* деб аталувчи характеристика киритилади:

$$\sigma_n^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^k (x_i - \bar{x}_b)^2 \quad (2.45)$$

Танланма дисперсиядан олинган квадрат илдиз *танланма ўртача квадратик оғиш* деб аталади:

$$\sigma_T = \sqrt{\sigma_T^2} \quad (2.46)$$

(2.42) мисол учун

$$\begin{aligned} \sigma_T^2 &= \frac{(2,7 - 3,468)^2 + (2,8 - 3,468)^2 + \dots + (4,3 - 3,468)^2 + (4,4 - 3,468)^2}{100} = \\ &= 0,1513 \text{ кг}^2; \quad \sigma_T = \sqrt{0,1513} \text{ кг}^2 = 0,3896 \text{ кг.} \end{aligned} \quad (2.47)$$

Ижтимоий гигиена ва соғлиқни сақлашни ташкил қилиш курсида статистик тақсимотнинг характеристикаларини ҳисоблашни осонлаштирувчи баъзи бир усуллар кўрсатилган.

2.6-§. ТАНЛАНМАЛАР АСОСИДА БОШ ТЎПЛАМ ПАРАМЕТРЛАРИНИ БАҲОЛАШ

Фараз қилайлик, бош тўпلام нормал тақсимот бўлсин. Маълумки (2.3-§ га қ.), нормал тақсимот математик кутилма (ўртача қиймат) ва ўртача квадратик четланшлар ёрдамида тўлиқ аниқланади. Шунинг учун, агар бу параметрларни танланмалар ёрдамида баҳолаш мумкин бўлса, яъни тақрибий топиш мумкин бўлса, у ҳолда математик статистиканинг асосий масалаларидан бири ҳал қилинган, яъни катта массивнинг параметрлари унинг бир қисмини тадқиқ қилиб топиш мумкин бўлади.

Танланмага каби бош тўпلام учун ҳам X_0 бош ўртача қиймати — бу тўпلامни ташкил қилувчи ҳамма миқдорларнинг ўртача арифметик қийматини — топиш мумкин. Бу тўпلامнинг ҳажми ниҳоятда катта эканини ҳисобга олган ҳолда бош ўртача қиймат математик кутилмага тенг бўлади, деб фараз қилиш мумкин:

$$\bar{x} = M(X) = \mu, \quad (2.48)$$

Бунда X — бош тўпلامни ифодаловчи тасодифий миқдорнинг умумий ёзилишидир; μ — математик кутилманинг қисқача ёзилиши.

Бош тўпلامнинг ўрганилаётган белгисининг қийматларини бош ўртача қиймати атрофида тарқалиши

$$\sigma_x^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \mu)^2 \quad (2.49)$$

Бош дисперсия ёрдамида (бунда N бош тўпلامнинг ҳажми) ёки бош ўртача квадратик четланиш:

$$\sigma_y = \sqrt{\sigma_x^2}$$

билан баҳоланади.

Фараз қилайлик, ягона бош тўпلامдан ҳар хил танланмалар олинган бўлсин. Аниқлик учун уларнинг ҳажмларини бир хил ва n га тенг деб ҳисоблаймиз. Уларнинг танлама ўртача қийматлари (X_{Ti}) тасодифий миқдор бўлиб, улар учун тақсимланиш қонушини ва мос параметрларини топиш мумкин. Ҳар хил X_{Ti} лар нормал қонун бўйича тақсимланган бўлиб, уларнинг математик кутилмалари бош тўпلامнинг математик кутилмасига тенг бўлар экан:

$$M(\bar{x}_{Ti}) = \mu. \quad (2.50)$$

Бу эса етарлича катта танлашларда унинг ўртача қийматларини тақрибан бош тўпلامнинг ўртачаси деб қабул қилиш имкониятини беради.

Лекин дисперсиялар учун бироз бошқачароқ бўлади. Турлича танланмалар дисперсияларининг математик кутилмаси бош дисперсиядан фарқланади:

$$M(\sigma_{\tau i}^2) = \frac{n-1}{n} \sigma_{\sigma}^2. \quad (2.51)$$

Шунинг учун бош дисперсияни баҳолаш учун тўғриланган танланма дисперсия киритилади.

$$s^2 = \frac{n}{n-1} \sigma_{\tau}^2. \quad (2.52)$$

Бу катталиқ танланма ҳам ва бош дисперсия ҳам эмас. Лекин биргина бош тўпلامнинг танланмалари кўп бўлса, уларнинг ўртача қиймати (математик кутилмаси) s бош дисперсияга яқинлашади:

$$M(s) = M\left(\frac{n}{n-1} \sigma_{\tau}^2\right) = \sigma_{\sigma}^2. \quad (2.53)$$

(2.52) формуладан кўришиб турибдики, танлашлар кўп бўлганда $s^2 \approx \sigma_{\tau}^2$ бўлади.

Шундай қилиб, бош тўпلامнинг параметрларини танламалар параметрлари x_{τ} ҳамда σ_{τ} ёрдамида ва унинг ҳажми n ни ҳисобга олган ҳолда тақрибан кўрсатиш мумкин. Агар (2.42) статистик тақсимот бирор бош тўпلامдан танлаб олинган деб ҳисобланса, у ҳолда $\frac{n}{n-1} = \frac{100}{99} \approx 1$. Бўлгани учун (2.44) ва (2.47) лар асосида бу бош тўпلام учун тақрибан $\mu = x_{\sigma} = 3,468$ кг ва $\sigma_{\sigma} = 0,3896$ кг бўлади деб ҳисоблаш мумкин.

Бош тўпلام параметрларини ёки бошқа ўлчашларини бу усулда баҳолашга *нуқтавий* баҳолаш деб аталади.

2.7-§. ИНТЕРВАЛЛИ БАҲОЛАШ

Танланмалар сони кам бўлганда нуқтавий баҳолаш бош тўпلامнинг ҳақиқий параметрларидан анча фарқ қилиши мумкин. Шунинг учун танланмалар ҳажми кичик бўлганда *интервалли баҳолашлардан* фойдаланилади.

Бундай ҳолда интервал (ишончли интервал ёки ишончли чегаралар) кўрсатилади ва тадқиқ қилинаётган ёки ўлчанаётган миқдорнинг ҳақиқий қиймати, масалан, бош тўпلامининг ўртача қиймати, маълум (*ишончли*) p эҳтимоллик билан аниқланади.

Бошқача қилиб айтганда p қуйидаги

$$\overline{x_{\tau}} - \varepsilon < \mu < \overline{x_{\tau}} + \varepsilon, \quad (2.54)$$

тенгсизликлар амалга оширишнинг эҳтимоллигини аниқлайди, бу ерда мусбат ε баҳолаш аниқлигини характерлайди.

Ишончли эҳтимолликдан ташқари яна «тесқари» тушунчадан— *аҳамиятлилик даражаси*

$$\beta = 1 - p \quad (2.55)$$

дан фойдаланилади, бу тадқиқот қилинаётган миқдорнинг ҳақиқий қиймати ишончли интервалга тушмаслик эҳтимоллигини билдиради.

Ишончли эҳтимолликни жуда кичик қилиб танлаш керак эмас. Кўп ҳолларда танлаш p ни 0,95; 0,99; 0,999 га тенг қилиб қабул қилинади. p қанчалик катта бўлса, (2.54) тенглама билан келтирилган интервал шунчалик кенг бўлади, яъни ε шунча катта бўлади. Бу катталар орасидаги миқдорий боғланишларни топиш учун ишончли эҳтимолликни ифодаловчи муносабатни топиш керак. Буни (2.17) дан фойдаланиб бажариш мумкин, лекин бунда эҳтимолликнинг тақсимот функциясини ва қандай интеграллаш чегараларини танлаб олишни тушуниш керак. Бу масалани кўриб чиқайлик.

Шундай қилиб, бош тўплам нормал тақсимот қонуни асосида μ математик кутилма (ўртача қиймат) ва δ^2 дисперсия билан тақсимланган. Агарда бу бош тўпландан бир хил ҳажмли ҳар хил n танламалар олинса, у ҳолда ҳар бир танлама учун x_T ўртача қийматни топиш мумкин. Бу ўртача қийматларнинг ўзи тасодифий миқдорлардир. Уларнинг тақсимланиши, яъни биргина бош тўпландан олинган танланмаларнинг ўртача қийматларининг тақсимланиши нормал тақсимланиш бўлиб, ўртача қийматлари бош тўпланиннг ўртача қиймати μ га ва δ^2/n дисперсияга тенгдир [12.26 га қ.]].

Шундай қилиб, x_T тасодифий миқдор бўлиб, унинг учун эҳтимолликларнинг тақсимланиш функциясини ёзиш мумкин [(2.22) га қ.] :

$$f(\bar{x}_T) = \frac{\sqrt{n}}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left[-(\bar{x}_T - \mu)^2 n / (2\sigma^2) \right]. \quad (2.56)$$

Амалда танланмаларнинг ўртача қиймати аниқланади, шунинг учун ишончли эҳтимолликнинг интеграл остидаги ифодасида [(2.17) га қ.] (2.56) функциядан фойдаланилади:

$$p(\mu - \varepsilon < \bar{x}_T < \mu + \varepsilon) = \int_{\mu - \varepsilon}^{\mu + \varepsilon} \frac{\sqrt{n}}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left[-(\bar{x}_T - \mu)^2 \cdot n / (2\sigma^2) \right] d\bar{x}_T. \quad (2.57)$$

\bar{x}_T ўзгарувчи учун интеграллаш чегараларини (2.54)ни ўзгартириб топамиз:

$$\mu - \varepsilon < \bar{x}_T < \mu + \varepsilon. \quad (2.58)$$

(2.57) ни ечиш натижаларини Φ функциядан фойдаланиб [2.3-§ га қ.] топамиз. (2.25) формула асосида қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$p = \Phi \left(\frac{\mu + \varepsilon - \mu}{\sigma \sqrt{n}} \right) - \Phi \left(\frac{\mu - \varepsilon - \mu}{\sigma \sqrt{n}} \right) = \Phi \left(\frac{\varepsilon \sqrt{n}}{\sigma} \right) - \Phi \left(-\frac{\varepsilon \sqrt{n}}{\sigma} \right). \quad (2.59)$$

$$\tau = \frac{\varepsilon \sqrt{n}}{\sigma} \quad (2.60)$$

белгилаш киритиб ва $\Phi(-\tau) = 1 - \Phi(\tau)$ эканини ҳисобга олиб, (2.59)дан

$$p = \Phi(\tau) - \Phi(-\tau) = \Phi(\tau) - 1 + \Phi(\tau) = 2\Phi(\tau) - 1 \quad (2.61)$$

ни оламиз.

P ни τ асосида ёки τ ни P асосида топиш учун функциянинг жадвалидан ([2] га қ.) фойдаланиш мумкин. Фараз қилайлик, ишончли эҳтимоллик $p=0,95$ бўлсин; демак, $\Phi(\tau) = \frac{1,95}{2} = 0,975$.

Жадвалдан $\tau=1,95$ ни топамиз, ёки (2.60) асосида

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} 1,96.$$

Бинобарин, бош ўртача қиймат 0,95 эҳтимоллик билан қуйидаги интервалда ётади [(2.54) га қ]:

$$\bar{x}_\tau - 1,9 \cdot \frac{\sigma}{\sqrt{n}} < \mu < \bar{x}_\tau + 1,96 \frac{\sigma}{\sqrt{n}}. \quad (2.62)$$

Одатда (2.62) формулага бирор бир аниқ танланманинг ўртача қиймати қўйилади.

(2.60) ва (2.61) муносабатлар қуйидагиларни топишга имкон беради:

танланманинг берилган n ҳажм ва p ишончли эҳтимоллиги учун (2.54) ишончли интервални;

танланмаларнинг берилган τ ва p учун энг кичик ҳажмини.

(2.42) танланмада келтирилган маълумотлар учун $n=100$ ҳажмли (2.44а) ўртача танланма ва (2.47) ўртача квадратик оғишни ҳисобга олиб, интервалли баҳолашни $P=0,95$ [(2.62) га қ.] ишончли эҳтимоллик билан қуйидагича ёзиш мумкин:

$$3,468 - 1,96 \frac{0,3896}{\sqrt{100}} < \mu < 3,468 + 1,96 \frac{0,3896}{\sqrt{100}},$$

ёки

$$3,392 \text{ кг} < \mu < 3,544 \text{ кг}. \quad (2.63)$$

2.8-§. КАМ ТАНЛАНМАЛАРДА ИНТЕРВАЛЛИ БАҲОЛАШ. СТЬЮДЕНТ ТАҚСИМОТИ

Танланмаларнинг ҳажми етарлича кўп бўлганда бош тўпланинг параметрлари ҳақида ишончли хулосаларни чиқариш мумкин. Бироқ, амалда кўпинча танланмаларнинг унча катта бўлмаган ҳажми ($n < 30$) билан иш кўришга тўғри келади; бундан ташқари, деярли ҳамма вақт бош дисперсия номаълум бўлади.

Танланмага эга бўлинганда фақатгина тўғриланган танланмавий дисперсия s^2 ни ва танланмавий ўртача x_T ни топиш мумкин.

Танланмавий ўртачанинг бош йўналишдан четлашишини s билан ва бирор t параметр билан ифодалаймиз:

$$\bar{x}_T - \mu = \pm t \frac{s}{\sqrt{n}} \quad (2.64)$$

Бу ифоданинг шаклини ўзгартирамиз:

$$\mu = \bar{x}_T \pm t \frac{s}{\sqrt{n}}$$

ёки буни интервал кўринишида ифодаласак,

$$\bar{x}_T - t \frac{s}{\sqrt{n}} < \mu < \bar{x}_T + t \frac{s}{\sqrt{n}}. \quad (2.65)$$

Тасодифий миқдор t нинг аҳтимоллиги зичлиги учун қуйидаги ифодаларга эга бўламиз:

$$f(t, n) = B_n \left(1 + \frac{t^2}{n-1} \right)^{-n/2} \quad (2.66)$$

Бундаги B_n миқдор танланманинг ҳажми n га боғлиқ.

(2.66) ифодани $-\infty$ дан t гача оралиқда интеграллаб, тасодифий миқдорларнинг $t_0 < t$ аҳтимоллигига тенг бўлган $S_n(t)$ тақсимот функциясини (Стьюдент тақсимотини) топамиз:

$$S_n(t) = p(t_0 < t). \quad (2.67)$$

Бу тақсимот танланмаларнинг кам бўлган ҳажмида ҳам қўлланилиши мумкин. Шунинг учун Стьюдент тақсимотини танланмалар кам бўлган ҳолда бош тўпланманинг параметрларини баҳолаш учун қўлланилади.

Стьюдент тақсимотидан фойдаланиш бош тўпланманинг ишончли интервали чегараларини ўзгартиради.

Мисоллар

1. Фараз қилайлик, нормал тақсимотга эга бўлган бош тўпландан n ҳажмли танланма ҳосил қилинган бўлсин. x_T ва s^2 ни ҳисоблайлик t параметрни мос ишонч аҳтимолликни берган ҳолда ва n ни ҳисобга олиб (2.67) дан топиш мумкин. Амалда t жадвалдан топилади ([2]га қ.). Фараз қилайлик, ишончли аҳтимоллик $p=0,95$ (аҳамиятлик даражаси 0,05) ва $n=15$ бўлсин. Жадвалдан $t_{0,95;15}=1,75$ ни тошамиз; бинобарин, ишончлик интервали қуйидагига тенг:

$$\bar{x}_T - 1,75 \frac{s}{\sqrt{15}} < \mu < \bar{x}_T + 1,75 \frac{s}{\sqrt{15}}.$$

2. (2.42) танланмани тузишда фойдаланилган бош тўпландан 10 та тасодифий қийматларни олиб, қуйидаги тақсимотга эга бўлинган (7-жадвал):

7-жадвал

масса, кг	3,0	3,1	3,2	3,3	3,4	3,5	3,6	3,7	3,8	4,0	4,4
частота	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1

Бундан қуйидагиларни ҳисоблаш мумкин: $\bar{x}_T = 3,54$ кг, $\sigma_T^2 = 0,19156$ кг ва $\sigma_T = 0,43767$ кг. (2.52) формула ёрдамида тўғриланган танланма дисперсияни ҳисоблаймиз: $s^2 = \frac{10}{9} \cdot 0,19156 = 0,2128$, $s = 0,46135$.

Ишончли эҳтимоллики $p = 0,95$ деб, жадваллардан ([2]га қ.) $P = 0,95$ ва $n = 10$ учун $t_{0,95; 10} = 1,85$ ни топамиз. (2.65) дан қуйидагига эга бўламиз:

$$3,54 - 1,85 \cdot \frac{0,46135}{\sqrt{10}} < \mu < 3,54 + 1,85 \cdot \frac{0,46135}{\sqrt{10}}$$

ёки

$$3,270 \text{ кг} < \mu < 3,810 \text{ кг} \quad (2.68)$$

Қатта (2.63) ва кичик (2.68) танланмалар учун олинган муносабатларни ўзаро таққослаш фойдадан ҳоли эмас.

2.9-§. КОРРЕЛЯЦИОН БОҒЛАНИШ. РЕГРЕССИЯ ТЕНГЛАМАЛАРИ

Ўқувчиларга функционал боғланишлар етарлича тушунарлидир. Бундай боғланишларни кўп ҳолларда аналитик ифодалаш мумкин. Масалан, доиранинг юзи радиусига боғлиқ ($S = \pi r^2$), жисмнинг тезланиши кучга ва массага боғлиқ ($a = F/m_0$) ва ҳоказо.

Лекин шундай боғланишлар ҳам мавжудки, улар жуда ҳам аниқ эмас ва оддий ҳамда бир қимматли формулалар билан ифодаланмайди. Масалан, одамларнинг бўйи билан танасининг массаси ўртасида боғланиш, об-ҳавонинг ўзгариши билан аҳолининг шамоллаш ўртасида боғланишлар мавжуддир ва ҳоказо. Бундай функционал боғланишга нисбатан мураккаброқ бўлган эҳтимолли боғланишлар *корреляцион* боғланиш (ёки тўғридан-тўғри *корреляция*) деб аталади. Бу ҳолда бир миқдорнинг ўзгариши бошқасининг ўртача қийматига таъсир қилади.

Фараз қилайлик, иккита X ва Y тасодифий миқдорлар ўртасидаги боғланиш ўрганилаётган бўлсин. Ҳар қандай аниқ x қийматга Y нинг бир нечта қийматлари: Y_1, Y_2, \dots, Y_n тўғри келади. Y миқдорнинг $X = x$ га мос келувчи ўртача арифметик қийматини шартли ўртача қиймат y_x деб атаймиз. Y нинг X га *корреляцион боғланиши ёки корреляцияси* деб

$$\bar{y}_x = f(x). \quad (2.69)$$

Функцияга айтилади. (2.69) тенгламага Y нинг X га нисбатан *регрессия тенгламаси* деб, $f(x)$ функцияни эса Y нинг X га нисба-

тан регрессияси деб, функциянинг графигини эса Y нинг X га нисбатан регрессия чизиги деб аталади.

Худди шунинг каби X нинг Y га нисбатан корреляцион боғланишини ифодалаш мумкин:

$$\bar{x}_y = \varphi(y) \quad \text{■ (2.70)}$$

ва худди шундай X нинг Y га нисбатан регрессия тенгламасини ва регрессия чизигини ҳам ифодалаш мумкин.

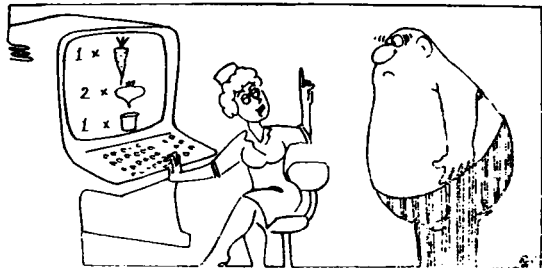
Корреляцион боғланишлар билан алоқадор бўлган масалалардан бири регрессия функциясининг кўринишини аниқлашдир. Агар иккала (2.69) ва (2.70) регрессия функциялари чизиқли бўлса, корреляцияга *чизиқли* дейилади, акс ҳолда эса *чизиқсиз* корреляция деб аталади.

Корреляцион боғланишнинг ишончлилиги *корреляция коэффициенти* ёрдамида баҳоланади.

Бу боғланишларнинг амалда қўлланилиши ижтимоий гигиена ва соғлиқни сақлашни ташкил этиш курсларида муфассал қараб чиқилади.

и

Электрон ҳисоблаш машиналари. Информатика асослари



Электрон ҳисоблаш машиналари (ЭҲМ) деб, берилган программа асосида ахборотларни қайта ишлаш жараёнининг умумий бошқарилишини таъминловчи техник қурилмалар комплексига айтилади. Ҳозирги вақтда масалаларни ЭҲМ ёрдамида ечиш усуллари ва воситалари билан боғлиқ масалалар мустақил фаһни — информатикани вужудга келтирди. Ҳозирча информатика ва кибернетика фанларининг аниқ чегаралари мавжуд эмаслиги туфайли информатика масалаларининг бир қисми кейинги бобда ҳам келтирилган.

3.1-§. РАҚАМЛИ ЭЛЕКТРОН ҲИСОБЛАШ МАШИНАЛАРИ (РЭҲМ)

ЭҲМлар ахборотларнинг берилишига қараб икки катта гурппага бўлинади: узлуксиз ишлайдиган ҳисоблаш машиналари ёки аналогли электрон ҳисоблаш машиналари (АЭҲМ) ва узлукли ишлайдиган ҳисоблаш машиналари ёки рақамли электрон ҳисоблаш машиналари (РЭҲМ). Ушбу бобда фақат электрон ҳисоблаш машиналари қараб чиқилади, шунинг учун юқорида эслатиб ўтилган икки гурппа ҳисоблаш машиналарини мос равишда қисқартириб АҲМ ва РҲМ деб атаймиз.

ЭҲМ математик усулларда талқин этилган масалаларнинггина ҳал қила олади. РҲМ ларда кирувчи, чиқувчи ва ҳисоблашлардаги оралиқ катталиклар позициян санақ системасида рақам кўринишида ёзилган бўлади. РҲМ да бир рақамга бирор физик элементнинг аниқ ҳолати мос келади. Шундай қилиб, рақамлар тўпламини ёзиш ёки сақлаш учун ўзининг физик ҳолатини ўзгартира оладиган элементлар тўпламига эга бўлиш керак. 0 дан 9 гача рақамни ифодаловчи ҳар бир элемент ўнли санақ системасидан фойдаланилганда бир-биридан аниқ фарқланувчи ўн хил ҳолатга эга бўлиши керак. Бундай элементларни яратиш жуда катта техник қийинчиликлар билан боғлиқ, шунинг учун РҲМ да иккилик санақ системаси кенг қўлланилади (Иловадаги 14-§ га қаранг). Иккилик системасида келтирилган сонларни ёзиш ва улар устида амаллар бажариш учун икки барқарор ҳолатга эга бўлган (икки позицияли) элемент бўлиши керак: берк ёки очиқ электрон лампа, берк ёки очиқ контакт

триггерлар ва ҳ. к. Бу элементларда ҳар хил ҳолатлар фақат сифат жиҳатдан фарқланади, шунинг учун элементларнинг аниқлиги РҲМнинг умумий аниқлигини чекламайди ва катта ҳажмдаги ахборотларни кўпгина усуллар билан ёзишга имконият яратади.

РҲМнинг ўзига хос хусусиятлари — уларнинг универсаллиги ва бир масаланинг ечилишидан иккинчи масаланинг ечилишига ўтишдаги соддалигидир. Бунинг учун РҲМ да фақат ҳисоблашлар программасини алмаштириш керак, бу программа ҳам сонлар каби хотирловчи қурилмага киритилади.

Мантиқий функциялар ва мантиқий схемалар. РҲМ элементар амалларни бажарувчи алоҳида элементлардан ташкил топган. Электрон элемент — бу электрон схема бўлиб, у берилган мантиқий ёки ёрдамчи ишни бажаради. РҲМнинг ҳамма элементларини вазифаларига қараб қуйидаги группаларга ажратиш мумкин: мантиқий, ёрдамчи, кучайтирувчи ва махсус.

РҲМларда иккили санақ системасидан фойдаланилади; шунинг учун мантиқий элементларнинг кириши ва чиқишига фақат мумкин бўлган икки хил қиймат: 0 ёки 1 га мос келувчи сигналларгина келади. Фақат 0 ёки 1 қийматлар қабул қилувчи катталарлар ёки уларнинг функциялари *мантиқий ёки буль* катталарлар деб аталади. Бу функцияларнинг хоссаларини математик мантиқ фани ўрганади. Математик мантиқ тўғри ёки ёлгон (нотўғри) деб баҳоланиши мумкин бўлган мулоҳазалар билан иш кўради. Мулоҳазанинг тўғрилиги ёки нотўғрилиги хоссасига иккилик санақ системасининг 1 ёки 0 символларини мос қилиб қўйиши мумкин. Бинобарин, мулоҳазалар устида бажариладиган амалларни математик мантиқ қондаларига биноан иккили сонлар устидаги амалларга келтириш мумкин. Асосий мантиқий функцияларни ва уларни амалга оширувчи мантиқий схемаларни қараб чиқамиз.

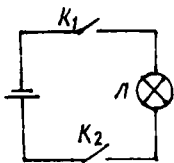
Конъюнкция (бирлашма) — ва мантиқий функцияси. Икки ёки undan ortiq мулоҳаза битта мураккаб мулоҳаза тарзида бирлаштирилиши мумкин. Бир нечта мулоҳазанинг *конъюнкцияси* деб шундай мураккаб мулоҳазага айтиладики, агар уни ташкил этувчи ҳамма мулоҳазалар тўғри бўлса, тўғри, уни ташкил этувчилардан камида биттаси ёлгон бўлса, у ҳам ёлгон бўлади.

Масалан, «Сен менинг олдимга келдинг ва биз иш ҳақида суҳбатлашдик» деган мураккаб мулоҳаза уни ташкил этувчи иккала мулоҳаза тўғри бўлгандагина тўғри бўлади: 1 — сен менинг олдимга келдинг ва 2 — биз иш ҳақида суҳбатлашдик. Мулоҳазани ташкил этувчилардан камида биттаси нотўғри (ёлгон) бўлса, у ҳолда мураккаб мулоҳаза ҳам нотўғри (ёлгон) бўлади. n та аргументнинг бирлашмаси (конъюнкцияси)га шу аргументларнинг *мантиқий кўпайтмаси* дейилади. Тўғри мулоҳазани бир (1) билан, ёлгон мулоҳазани ноль (0) билан белгилаш қабул қилинган. Бу эса мураккаб мулоҳазанинг тўғрилигини унинг ташкил қилувчиларининг тўғрилигига боғлиқ ҳолда осон аниқлашга имкон беради. Икки мулоҳазанинг конъюнкцияси одатда « \wedge » ёки « \vee » билан белгиланади. Икки мулоҳазанинг конъюнкциясини мантиқий кўпайтириш қондалари бўйича топиш мумкин:

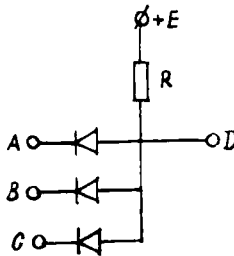
- $0 \cdot 0 = 0$ (иккала мулоҳаза ёлгон, шу сабабли мураккаб мулоҳаза ҳам ёлгон).
- $0 \cdot 1 = 0$ (биринчи мулоҳаза ёлгон, иккинчиси рост, мураккаб мулоҳаза ҳам ёлгон).
- $1 \cdot 0 = 0$ (биринчи мулоҳаза рост, иккинчиси ёлгон, мураккаб мулоҳаза ҳам ёлгон).
- $1 \cdot 1 = 1$ (иккала мулоҳаза ҳам рост, демак мураккаб мулоҳаза ҳам рост)

Икки аргументдан олинган логикӣ функция ВА шу аргументларнинг арифметик кўпайтмасига тўла мос келишини кўриш қийин эмас.

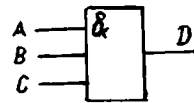
Техник нуқтаи назардан логикӣ функция ВА конъюнктор (йиғувчи қурилма) деб аталувчи қурилма ёрдамида амалга оширилиши мумкин. Кетма-кет уланган электр калитлар (K_1 ва K_2) (3.1-расм) энг содда конъюнкторнинг модели бўлади. Бу ҳолда энг содда тўғри мулоҳазага калитнинг берк ҳолати мос келади.



3.1-расм.



3.2-расм.



3.3-расм.

мураккаб мулоҳазанинг тўғрилигига эса электр лампанинг ёниб турган ҳолати мос келади. Логикӣ схема ВА-конъюнкторни ярим ўтказгичли диодлар ёрдамида амалга ошириш мумкин. 3.2.-расмда учта содда мулоҳазага мўлжалланган схема тасвирланган. Тўғри мулоҳазага (логикӣ «1») катта электр потенциал, ёлгонига (логикӣ «0») кичик электр потенциал мос келади. Агар ҳамма диодларга (A, B, C нуқталар) E нуқтадаги каби потенциал берилса, занжирда ток бўлмайди ва D нуқтанинг потенциали E нуқтанники каби, яъни катта бўлади, бу эса мураккаб мулоҳазанинг тўғрилигига мос келади. Агар диодлардан ҳеч бўлмаганда бирга кам потенциал берилса (ёлгон мулоҳаза) у ҳолда диодда E манбадан R_r резистор орқали ток оқими ўтади; бинобарин, D нуқтанинг потенциали унча катта бўлмайди. Бу мураккаб мулоҳазанинг ёлгон бўлишига мос келади. Конъюнкторнинг шартли тасвири 3.3-расмда келтирилган.

Дизъюнкция (ажратиш) — ЕКИ логикӣ функцияси. Бир нечта мулоҳазанинг дизъюнкцияси деб, шундай мураккаб мулоҳазага айтиладики, уни ташкил қилувчи мулоҳазаларнинг камида биттаси тўғри бўлганда у тўғри бўлади, мураккаб мулоҳазани ташкил қилувчи ҳамма мулоҳазалар ёлгон бўлса, у ёлгон бўлади. n та аргументнинг дизъюнкцияси (ажратмаси) деб шу аргумент-

ларнинг **ЁКИ** мантиқий функциясига ҳам айтилади.

Дизъюнкция «+» ёки «V» ишораси билан белгиланади.

Икки мулоҳаза дизъюнкциясини мантиқий қўшиш қондаси асосида топиш мумкин:

$0+0=0$ (иккала мулоҳаза ёлғон, мураккаб мулоҳаза ҳам ёлғон).

$0+1=1$ (бир мулоҳаза ёлғон, бошқаси рост, мулоҳаза рост).

$(1+0=1)$ (бир мулоҳаза рост, бошқаси ёлғон, мураккаб мулоҳаза — рост).

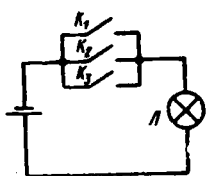
$1+1=1$ (иккала мулоҳаза рост, мураккаб мулоҳаза ҳам рост).

Бирга тенг бўлган икки аргументнинг мантиқий йиғиндисини уларнинг аргументик йиғиндисидан фарқ қилади.

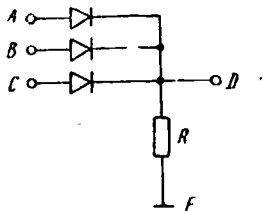
ЁКИ мантиқий функцияси техник нуқтаи-назаридан *дизъюнктор* деб аталувчи қурилма билан амалга оширилиши мумкин. Дизъюнкторнинг энг содда моделига бир нечта электр калитлар (K_1, K_2, K_3)нинг параллел уланиши мисол бўла олади (3.4-расм). Бу ҳолда рост содда мулоҳазага калитнинг берк ҳолати мос келади, мураккаб мулоҳазанинг ростлиги эса электр лампанинг ёниши билан аниқланади. Лампочка исталган калитнинг уланиши билан ёниши кўриниб турибди.

«ЁКИ» мантиқий схема-дизъюнкторни ярим ўтказгичли диодлар билан амалга ошириш мумкин. 3.5-расмда учта содда мулоҳазага мўлжалланган схема тасвирланган. Агар A, B ёки C нуқталарнинг жуда бўлмаганда биттасига мусбат потенциал берилса, у ҳолда тегишли диод ва R резистор орқали ток ўта бошлайди. Аммо R резисторнинг қаршилиги диоднинг тўғри йўналишдаги қаршилигидан бирмунча кўпдир. Бинобарин, бутун кучланиш резисторга тушади ва схеманинг чиқиши (D нуқта)да мусбат потенциал (мантиқий «1») олинади. Бу мураккаб мулоҳазанинг тўғрилигига мос келади. Агар ҳамма содда мулоҳазалар ёлғон (A, B ва C нуқталарда потенциаллар нолга тенг) бўлса, у ҳолда D нуқтадаги потенциал F нуқтадаги потенциалга тенг бўлади (мантиқий «0»), бу эса мураккаб мулоҳазанинг ёлғонлигига мос келади. Дизъюнкторнинг шартли тасвири 3.6-расмда келтирилган.

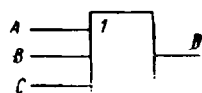
Инверсия (инкор) — **ЙЎҚ**, **ЭМАС** мантиқий функцияси. Бу мантиқий функция тўғрилиги бўйича дастлабкига тескари бўлган янги мулоҳазани ташкил қилишдан иборат. Инверсия берилган мулоҳазанинг устига қўйиладиган чизиқ билан белгиланади: A (« A эмас»



3.4-расм.



3.5-расм.



3.6-расм.

деб ўқилади) ва A мулоҳаза A ёлгон бўлганда рост бўлишини билдиради ва аксинча. Агарда A рост бўлса ($A=1$), масалан, «Бемор ангина билан касалланган», у ҳолда A ёлгон ($A=0$): «Бемор ангина билан касалланмаган».

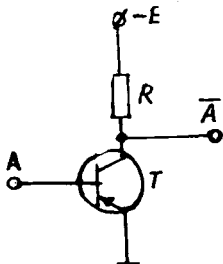
«ЙЎҚ» мантиқий функцияни амалга оширувчи мантиқий элемент *инвертор* деб аталади; у битта транзистор ёрдамида амалга оширилиши мумкин (3.7-расм). Агар A нуқтада мусбат потенциал бўлса, яъни транзистор базасининг потенциали эмиттерникидан катта бўлса, у ҳолда коллектор занжирда ток бўлмайди ва чиқиш потенциали E нуқтадагидек манфий бўлади. Бу A га мос келади. Агар A нуқтада эмиттерга нисбатан потенциал манфий бўлса, у ҳолда коллектор ўтиш очилади, унинг занжирида ток ҳосил бўлади, чиқиш потенциали E нуқтадагига қараганда катта бўлади. Бу ҳам A га мос келади. Инверторнинг шартли тасвири 3.8-расмда келтирилган.

Замонавий РХМ ларда мантиқий элементлар интеграл схемаларда (ИС) ёки катта интеграл схемаларда (КИС) тайёрланади (20.1-§ га қ.) Технологиянинг тараққиёти юқорида қараб чиқилганлардан кўра анча мураккаб мантиқий схемаларни амалга оширишга имкон беради.

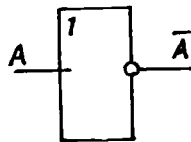
Триггер. РХМ ларнинг энг муҳим элементларидан бири триггер ҳисобланади. *Триггер* деб икки турғун ҳолатга эга бўлган ва битта иккилик системасида ифодаланган ахборотни сақлай олиш қобилиятига эга бўлган қурилмага айтилади.

Мисол сифатида алоҳида киришга эга бўлган триггернинг асосий хоссаларини ва ишлаш схемасини кўриб чиқамиз. Бундай «Т» триггернинг мантиқий схемаси ва унинг шартли тасвири 3.9 а, б-расмда келтирилган. Мантиқий элементларнинг кириш ва чиқишлари стрелкалар билан кўрсатилган.

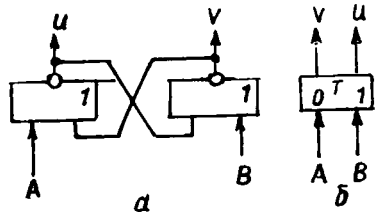
Бу схема импульс кўринишидаги сигналларни бериш мумкин бўлган иккита A ва B киришга ҳамда иккита u ва v чиқишга эга. Триггернинг киришидаги ёки чиқишидаги импульсларнинг бор ёки йўқлигини мос равишда бир ёки ноль деб ҳисоблаймиз. Триггер нолли ва бирли кириш ва чиқишларга эга. Агар триггернинг «ноль» v чиқишида бир бор бўлса, у ҳолда триггер ноль ҳолатида дейилади; бирлик u чиқишида бир бор бўлганда триггер бир ҳолатда бўлади.



3.7-расм.



3.8-расм.



3.9-расм.

8-жадвал

Киришлар		Чиқишлар	
A	B	v	u
		0	1
0	0	1	0
1	1	0	0
1	0	1	0
0	1	0	1

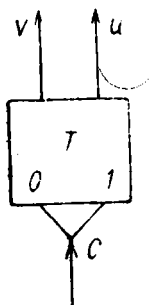
бинацияси тақиқланган ҳисобланади. Кириш сигналлари бўлмаганда $A=0$ ва $B=0$ чиқишларнинг ҳолати бир қиймати аниқланмайди: $v=1$, $v=0$ ва $u=1$ $v=1$. Агарда кираётган сигнал киришлардан фақат биттасига таъсир этса, у ҳолда триггер барқарор ҳолатлардан бирига йўналтирилади ва импульснинг таъсири тугаганда ҳам бу ҳолатда туради, яъни схема киришда берилган сигналларнинг комбинациясини хотирада сақлаб қолади.

Триггернинг узоқ вақт давомида ўзининг барқарор ҳолатларининг бирида туриб қолиши хусусиятидан РХМ нинг кўпгина қурилмаларини яратишда фойдаланилади.

Киришлари алоҳида бўлган триггерлардан ташқари бошқа типдаги триггерлар ҳам мавжуддир. Масалан, триггер фақат битта киришга эга бўлиши мумкин, бу ҳолда кириш *саноқли* кириш деб аталади, триггер эса *саноқли кириши бўлган триггер* деб аталади. Бундай триггернинг шартли тасвири 3.10-расмда келтирилган.

Саноқли киришга юборилган импульсли сигнал триггерни айна ҳолатидан тескари ҳолатга ўзгартиради. С киришга тоқ сонли импульс берилса, триггер ўзининг дастлабки ҳолатини ўзгартиради.

Импульслар миқдори жуфт бўлса триггер ўз ҳолатига қайтади.



3.10-расм.

Триггерни бирлик ёки ноль ҳолатга ўтказиш учун киришдаги бирлик «B» га ёки ноллик «A»га импульсли сигнал узатиш керак (8-жадвал).

Алоҳида киришли триггернинг кириш ва чиқиш катталиклари орасидаги боғланиш 8-жадвалда келтирилган, ундан A-1 ва B-1 кириш сигналлари комбинацияси триггерни ноаниқ ҳолатга келтириши кўринади, шунинг учун кириш сигналларининг бундай ком-

бинацияси тақиқланган ҳисобланади. Кириш сигналлари бўлмаганда $A=0$ ва $B=0$ чиқишларнинг ҳолати бир қиймати аниқланмайди: $v=1$, $v=0$ ва $u=1$ $v=1$. Агарда кираётган сигнал киришлардан фақат биттасига таъсир этса, у ҳолда триггер барқарор ҳолатлардан бирига йўналтирилади ва импульснинг таъсири тугаганда ҳам бу ҳолатда туради, яъни схема киришда берилган сигналларнинг комбинациясини хотирада сақлаб қолади.

Триггернинг узоқ вақт давомида ўзининг барқарор ҳолатларининг бирида туриб қолиши хусусиятидан РХМ нинг кўпгина қурилмаларини яратишда фойдаланилади.

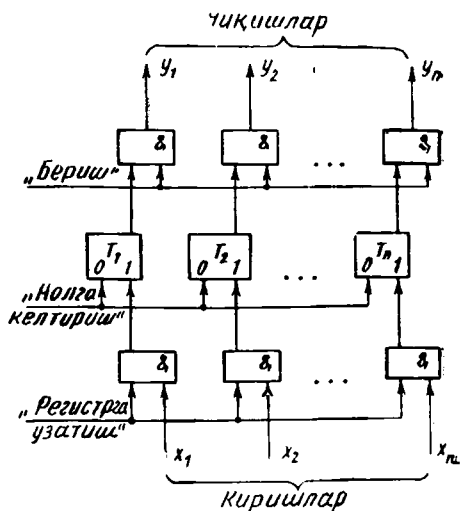
Киришлари алоҳида бўлган триггерлардан ташқари бошқа типдаги триггерлар ҳам мавжуддир. Масалан, триггер фақат битта киришга эга бўлиши мумкин, бу ҳолда кириш *саноқли* кириш деб аталади, триггер эса *саноқли кириши бўлган триггер* деб аталади. Бундай триггернинг шартли тасвири 3.10-расмда келтирилган.

Саноқли киришга юборилган импульсли сигнал триггерни айна ҳолатидан тескари ҳолатга ўзгартиради. С киришга тоқ сонли импульс берилса, триггер ўзининг дастлабки ҳолатини ўзгартиради.

Импульслар миқдори жуфт бўлса триггер ўз ҳолатига қайтади.

Юқорида кўриб чиқилган икки схемани ўзида мужасамлаштирган триггер *комбинацияланган триггер* деб аталади. Бундай триггер саноқли ва алоҳида киришларга эга бўлади. РХМ нинг бир нечта маънавий ва хотира элементларидан элементар амалларнинг маълум кетма-кетлигини бажара олиш қобилиятига эга бўлган янада мураккаб электрон схема тузиш мумкин. Бундай электрон схемага РХМ нинг *бир қисми (узели)* дейилади. Ҳисоблаш машинасининг асосий маънавий узелларини кўриб чиқайлик. Регистр. Сумматор. Регистр деб кўи разрядли иккилик системасидаги кодларни ёзиш, қисқа вақт давомида сақлаш ва РХМ нинг

бошқа узелларига узатиш учун мўлжалланган қурилмага айтилади. Ноль ва бирлардан ташқил топган ахборот регистрга ё унинг хоналарини тегишли ҳолатга келтириб киритилади ё бошқа регистрдан ёки мантиқий схемадан узатилади. Регистр киритилган ахборотни хотирада сақлайди ва талаб қилинган вақт давомида сақлаб туради. Параллель ишлайдиган регистрнинг энг содда схемаси 3.11-расмда келтирилган.



3.11-расм.

3.11-расмда кўрсатилган регистрга сонларни ёзишдан олдин унинг ҳамма разрядлари (хоналари) регистрга кирувчи триггерларнинг ноль киришларига сигнал узатиб, ноль ҳолатга келтирилади. Регистрнинг киришларига мантиқий схемадан ёки бошқа регистрлардан соннинг иккили системасида ифодаланган кодлари келади. ВА мантиқий схемаларнинг иккинчи киришларига «регистрга узатиш» бошқарувчи сигнали берилгандагина регистрга сонни ёзиш амалга оширилади. Шундай қилиб бундай регистрга ёзиш икки босқичда амалга оширилади: 1) регистр хоналарини нолга келтириш; 2) соннинг кодини регистрга узатиш.

Кўп ҳолларда регистрлар сонни қисқа вақт сақлашдан ташқари, сонларнинг кодларини маълум бир хонага суришни амалга ошириши ҳам зарур бўлади. Бу арифметик амалларни бажаришда зарур бўлади. Бундай амалларни бажариш учун суриш регистрларидан фойдаланилади.

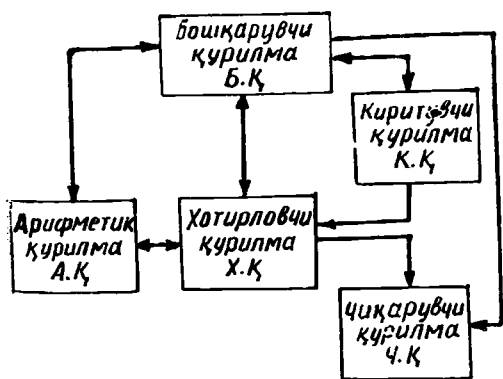
РХМларнинг асосий қисмига регистрлардан ташқари электрон қисмлар — сумматор (йиғувчи)лар ҳам киради; уларда икки соннинг иккили системасидаги кодлари қўшилади.

3.2-§. РЭХМ ЛАРНИНГ СТРУКТУРАВИЙ СХЕМАЛАРИ, АСОСИЙ ҚУРИЛМАЛАРИ ВА УЛАРНИНГ ВАЗИФАЛАРИ

Замонавий РЭХМларнинг характеристикалари, имкониятлари ва вазифалари турлича бўлишига қарамай, уларнинг структуравий схемалари бир хил бўлиб (3.12-расм) қуйидаги асосий қурилмалардан ташқил топган: арифметик қурилма (АҚ), хотирловчи қурилма (ХҚ), бошқарувчи қурилма (БҚ), маълумотларни киритувчи қурилма (МКҚ) ва маълумотларни чиқарувчи қурилма (МЧҚ).

Схемада ахборотларнинг бир қурилмадан бошқа қурилмаларга узатишдаги боғланиш йўллари стрелкалар билан кўрсатилган.

РЭХМнинг ҳар бир қурилмасининг вазифаси ва ишлашини тавсифлаймиз.



3.12-расм.

Арифметик қурилма (АҚ). Бу қурилма масалаларни ечиш жараёнида сонлар устидаги арифметик ва мантиқий амалларни бажариш учун хизмат қилади. Арифметик амаллар бажарилиши керак бўлган сонлар хотирловчи қурилма (ХҚ)дан арифметик қурилма (АҚ)га узатилади. АҚда бажарган ҳисоблаш натижалари хотирловчи қурилма (ХҚ)га узатилади ёки АҚ да қолади ва кейинги ҳисоблашларда фойдаланилади.

Арифметик қурилма ХҚ билан кодли шиналар орқали боғланган бўлиб, улар ёрдамида ХҚ дан дастлабки маълумот-операнлар чиқарилади. Шиналар ёрдамида ҳисоблаш натижалари АҚ дан чиқарилади. Бажариладиган ҳар бир амал кетма-кетлигини бошқариш АҚ ни БҚ билан боғловчи бошқарувчи шиналар орқали амалга оширилади.

АҚ да ахборотларни қисқа вақт сақловчи ва сонлар устида арифметик амалларни бажарувчи регистрлар бор. Бу алмаштиришлар мантиқий схемалар ёрдамида бевосита амалга оширилади. АҚ нинг асосий қисми сумматор (йиғувчи)дир. Сонларнинг дастлабки иккили кодлари сумматорга юборилади ва у ерда сонлар қўшилади, натижа тегишли регистрга ва ХҚ га узатилади.

Хотирловчи қурилма. РҲМ лар ёрдамида масалаларни ечиш вақтида катта ҳажмдаги бошланғич ва оралиқ ахборотни сақлаш зарурати туғилади. Биринчи ХМ да бундай ахборотни сақлаш учун АҚ ларда ишлатиладиган регистрлардан фойдаланилган эди. Бунинг натижасида сақланадиган ахборот ҳажми унча катта бўлмай, ХҚ ларнинг ўзи эса ўта мураккаб бўлиб, кичик ишончликка эга бўлган эди. Замонавий ХҚ ларда ахборотни сақлаш учун турли физик манбалардан фойдаланилмоқда. Ахборот бирлиги — «бит»ни сақлаш имкониятига эга бўлган элементга хотира элементи дейилади. РҲМ да ҳисоблашнинг иккили системаси қўлланилгани тугайли иккили кодни хотирлашга қодир бўлган хотира элементларидан фойдаланилади. Хотира элементлари ячейкаларга бирлаштирилади ва бу ячейкаларнинг ҳар бирида маълум узунликка эга бўлган машина сўзи сақланади, яъни соннинг ёки команданинг кўп хонали коди сақланади. Хотира ячейкасида сақланадиган иккили хоналар миқдори хотира разрядини аниқлайди. Ахборотни хотиранинг маълум ячейкаларидан танлаб олиш мумкин бўлиши учун барча ячейкалар номерланган бўлиб, бу номерлар *адрес* деб аталади. Шундай қилиб, бирор сонни ХҚ га ёзиш учун шу соннинг ўзини ва ёзилиши керак бўлган ячейканинг адресини машинага бериш керак, бунда мазкур ячейка хотирасидаги ёзишга сақланган ахборот автоматик равиш-

да ўчирилади. ХҚ нинг бирор ячейкасидаги ахборотни ўқиш ва ёзиш учун маълум вақт талаб қилинади. Бу вақт *муружаат қилиш вақти* деб аталади ва ХҚ нинг тезкорлигини характерлайди.

ХҚ нинг иккинчи асосий характеристикаси унинг сифими, яъни, бир вақтнинг ўзида ХҚ да сақланиши мумкин бўлган иккили системасида ифодаланган ахборотнинг бирликлари сонидир. Замоновий ЭХМ ларнинг ХҚ катта ахборот сифимига ва амалларни бажаришда катта тезкорликка эга бўлишлари керак, бироқ ХҚ нинг сифими қавчалик катта бўлса, керакли машина сўзини топишга шунча кўп вақт сарфланади, яъни ХҚ нинг тезкорлиги шунча кичик бўлади. Бу зиддиятни ХҚ ни махсус ташкил қилиш йўли билан бартараф этиш мумкин. Амалда битта РХМ да параметрлари билан фарқланувчи бир неча ХҚ ишлатилади: ўта оператив (ЎОХҚ), оператив (ОХҚ), доимий (ДХҚ) ва ташқи (ТХҚ).

ЎОХҚ энг тез ишлайдиган хотира элементларида қурилади. Одатда бу группа АҚ даги каби регистрлар группасидан иборат бўлади. Шундай қилиб, ЎОХҚ нинг тезлиги АҚ нинг тезлиги билан ўлчовдош. ЎОХҚ жорий ҳисоблашларда иштирок этадиган сонлар кодларини, яъни энг катта частота билан фойдаланиладиган ахборотни сақлаш учун фойдаланилади. Бинобарин, ЎОХҚ нинг тезкорлиги бутун ҳисоблаш машинасининг тезкорлигини маълум даражада белгилайди.

Оператив ХҚ ЎОХҚ га нисбатан катта ахборот сифимига эга. ОХҚ да оралиқ ҳисоблашлар натижалари, дастлабки маълумотлар жойлашади. Масалани ечишда ОХҚ ва АҚ орасида доимий ахборот алмашилиб турилади. Баъзан ОХҚ бир қанча блокларга бўлинади. Бу эса унинг тезкорлигини турли блокларга параллел муружаат қилиш ҳисобига оширишга имкон беради.

Ҳисоблаш машинаси хотирасининг бир қисми маълум бир доимий ахборотни сақлаб туриши ва керак бўлиб қолганда уни узатиши лозим; бу доимий ХҚ дир. ДХҚ да ҳисоблашлар, константалар, функциялар, стандарт ҳисоблаш программалари ва ҳоказолар сақланади. ДХҚ га ахборот тайёрланаётгандаёқ киритилади. Ишлаш жараёнида АҚ ва ДХҚ ўртасида ахборот алмаштиришлар фақат бир томонлама бўлиб, ахборотлар узатилади, холос.

Ҳисоблашларнинг маълум бир босқичи тугагач, натижаларни сақлаш ва кейинги масалаларни ечиш учун янги маълумотларни киритиш зарурати туғилади. Бунда айрим сонларгина алмаштирилмасдан, катта ҳажмдаги ахборот алмаштирилади. Катта ҳажмдаги ахборотни сақлаш ва чиқариш учун ташқи ХҚ дан фойдаланилади. ТХҚ да ахборот магнит ленталарида ёки магнит дискларида сақланади. Бу ахборот элтувчи асбоблардаги қурилмалар миқдори ихтиёрий ва амалий жиҳатдан чекланмаган бўлади.

Магнит лентасига ёзиш ва ўқиш операциясининг давомийлиги магнит лентадаги хотира ячейкасининг жойлашишига боғлиқ бўлиб, бир неча ўнлаб секундга етиши мумкин. Агар ёзувчи ўқиш ахборотнинг магнит лентасида ёзилиш тартиби кетма-кетлигида амалга оширилса, муружаат қилиш давомийлиги анча қисқариши мумкин. Магнит лентасидан фарқли равишда ахборотни магнит дискларида

ёзиш ва ўқиш хотира ячейкасининг диск сиртида жойлашиш жойига боғлиқ бўлмайди.

Замонавий РХМ ларда мурожаат қилиш вақти жуда қисқа — ўнлаб милли секундгача бўлган йиғувчи магнит дисклари (ЙМД) дан фойдаланилади. ЙМД катта ҳажмдаги ахборотни сақлаш қобилияти билан характерланади. Замонавий катта РХМ ларда 3 млн. бит ахборотни сақлай оладиган магнит дисклардан фойдаланилмоқда. Ҳозирги вақтда умумий сизими 70 МБТ ва маълумотларни узатиш тезлиги 100 қБТ/с бўлган, бешта МД дан иборат йиғувчилар мавжуддир. ЙМД ларнинг афзаллигига бир бит ахборотнинг нисбатан солиштирма баҳоси бир мунча арзонлигини ҳам киритиш мумкин.

Бошқарувчи қурилма (БҚ). У ҳисоблаш программасининг бажарилишини бошқариш, РХМ нинг айрим қурилмалари ишини синхронлаш учун мўлжалланган бўлиб, қуйидаги асосий вазифаларни бажаради: 1. Хотирадан буйруқлар танлаб олиш кетма-кетлигини аниқлаш. *Буйруқ (команда)* машина сўзи бўлиб, у РХМ бажарилган амалларни бошқариш учун ахборотга эгадир. 2. Бошқарувчи амал кодига мос командаларни (буйруқларни) ўқиш (расшифровка қилиш) ва бошқарувчи сигналларни ишлаб чиқариш. *Амал (операция)* деб битта буйруқ асосида РХМ нинг ахборотларини қайта ишлаши тушунилади. 3. РХМ нинг маълум қисмларини ишга соладиган сигналларни ишлаб чиқариш. 4. Буйруқларни бевоқифа бажариш.

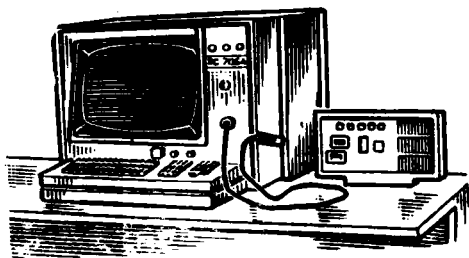
Бошқарувчи қурилма ХМ нинг ҳамма қурилмалари билан боғланган ва унинг тузилиш принциплари кўп жиҳатдан ЭХМ нинг типига боғлиқ. Турли классдаги масалаларни ечишга мўлжалланган универсал РХМ энг мураккаб БҚ га эгадир.

Замонавий ЭХМ да программа буйруқларини бажаришда АҚ ва БҚ битта қурилмага бирлаштирилади, у *процессор* деб аталади. У арифметик ва логик амалларни бажаришдан ташқари ЭХМ ни бошқаришнинг баъзи бир амалларини ҳам бажаради, масалан: ҳисоблаш машинасининг ҳамма қурилмаларини синхронлаш вазифасини ҳам бажаради.

Маълумотларни киритиш (КҚ) ва чиқариш (ЧҚ) қурилмалари. Операторни РХМ билан боғлаш учун, яъни ҳисоблаш маълумотларини машина хотирасига киритиш учун, шунингдек, ҳисоблаш натижаларини инсон учун қулай шаклда машинадан қабул қилиш учун маълумотларни КҚ ва ЧҚ хизмат қилади. Бу қурилмалар РХМ нинг ташқи ёки периферик қурилмалари қаторига кирилади. Бундай қурилмаларнинг миқдори процессорнинг параметрлари ва ЭХМ нинг бажарилган вазифаларига қараб аниқланади. Бундан ташқари, ахборотларни ишлашдаги КҚ ва ЧҚ ларнинг тезлиги процессорникидан анчагина кам бўлганлиги туфайли уларнинг биргаликдаги ишининг унумдорлиги процессорни тўлиқ таъминлаши керак.

РХМ га маълумотларни киритиш қўлда киритиш қурилмаси (телетайп ва унга ўхшаш сигналлар) ёрдамида ёки оралиқ элтувчилар (перфокарта, перфолента) ёрдамида амалга оширилади.

РХМ лардан ахборотларни текст, жадвал, график кўринишида чиқариш учун принтерлардан фойдаланилади. «Консул» типдаги босма машиналари кенг тарқалган бўлиб, улар ёрдамида ахборотларни РХМ га киритиш ҳам мумкин. Босма ёзув машиналарининг асосий камчилиги босиш тезлигининг кичиклиги (25 симв/с гача)дир. Бу камчиликни йўқотиш учун ҳаракатланувчи сферик босма каллак ёки белгиларни синтез қилувчи урувчи принтерлардан фойдаланилади, уларда символлар алоҳида нуқталардан шаклланади. Бундай қурилмаларда босиш тезлиги 200 симв/с га етади. Босиш тезлигини янада ошириш учун алфавитли-рақамли босма қурилмалар (АРБҚ) қўл келади. АРБҚнинг босиш тезлиги ҳар бир сатрда 160 символгача бўлган ҳолда 1200 қатор/минг гача етади.



3.13-расм.

Операторнинг РХМ билан ахборотни оралиқ элтувчиларидан фойдаланмасдан ўзаро алоқинининг энг қулай воситаси *альфавитли-рақамли дисплей*дир. Бу қурилманинг экрани бўлиб, унда РХМ га ёзилаётган ёки ундан чиқаётган ахборот кўринади, қурилмада яна клавиатура бўлиб, улар ёрдамида оператор ХМ га ахборотларни киритиши, экранда кўрилаётган текстнинг айрим қисмларини ўчириши, командаларни ЭХМнинг БҚ сига узатиши ва шу каби вазифаларни бажариши мумкин (3.13-расм). Дисплей экранда акс эттирилган ахборот иккилик кодда буферли ХҚ га узатилади. Кириштилаётган ахборотни оператор дисплей клавиатураси ёрдамида ўзгартириши мумкин.

Лойиҳалаш масалаларини ечишда ХМ билан диалог режимида ишлашга тўғри келади. Бу ҳолда оператор машинага эксперимент схемасини, зарур боғланишларни, рақамли маълумотларни киритиш ва РХМ амалга оширган натижаларга қараб кириш ахборотларини тузатиш имкониятига эга бўлиши керак. Бу мақсадлар учун *графикавий дисплей* ишлатилади. У нурли перо ёрдамида ҳар хил графикавий ахборот (символ, чизик, рақам)ларни тасвирлаш мумкин бўлган экран билан жиҳозланган. Дисплейни бошқарувчи панелдаги клавишлар ёрдамида экран бўйлаб нурли доғни суриш мумкин. Ёруғлик доғини бирор символ билан устма-уст тушириш символни ўчиришга имкон беради.

Ёруғлик пероси ўлчами авторучкадек бўлган ёруғлик манбаидан иборат. Ёруғлик перосининг учи ҳолати махсус кузатув блокни ёрдамида кузатилади. Шундай қилиб, ёруғлик пероси билан экрандаги керакли нуқталарни кўрсатиб ва клавиатурадаги тегишли символларни босиб, керак бўлган схемани ясаш ва уни ҳисоблаш мумкин.

Маълумотларни ЧҚ ва КҚнинг бундан кейинги ривожланиши

РХМ нинг алоҳида қайта ишлашни, яъни олдиндан кодламасдан ахборотларни қайта ишлаш имкониятларини орттиришга қаратилгандир. Бундай йўналишлардан бири сифатида ахборотларни нутқ билан киритиш ва чиқаришни келтириш мумкинки, бунда мақсад ХМ билан том маънодаги диалог олиб боришидир.

Кейинги йилларда бу йўналишда каттагина ютуқларга эришилди. Нутқ киритиш қурилмаларининг қўпчилиги киритилаётган сигнални спектрал таҳлил (анализ) қилади. Бундай қурилмаларнинг луғати хотирага ёзиб қўйилган бўлади ёки ўқитиш жараёнида шаклланиб боради.

Юқорида эслатиб ўтилган ҳамма периферик қурилмалар бошқарувчи сигналларнинг маълум термасини талаб қилади. РХМ га периферик қурилмаларни улаш учун *интерфейс модуллар* деб аталувчи электрон схемалардан фойдаланилади. Интерфейс схемасининг мураккаблиги қурилмаларнинг турига, сонига ва улар орасидаги масофага боғлиқ. Интерфейс аппарат қисмидан ташқари баъзи бир программа таъминотига ҳам эга.

3.3-§. РЭХМ УЧУН ПРОГРАММАЛАШ ЭЛЕМЕНТЛАРИ

Ҳисоблаш машинаси бажарадиган ҳисоблашлар жараёнини айрим қисмларга — *амаллар (операциялар)*га ажратиш мумкин. Ҳисоблаш машинаси учун амалларни бажариш ва ХҚ га мурожаат қилиш кетма-кетлиги тўлиқ тавсифланади. Бажарилиши керак бўлган битта амал номига эга ҳисоблаш жараёни қисмининг тавсифи *команда* деб аталади. Аниқ бир масалани бажаришдаги ҳисоблаш жараёнини тўлиқ ёритувчи командалар тўпламига *программа* деб аталади. Программа бирор алгоритмни, яъни ахборотни алмаштириш жараёнини белгилувчи аниқ кўрсатмани амалга оширади.

Алгоритмни бериш (ифодалаш) усулларидан бир текстли усул бўлиб, бунда ечиш жараёни табиий тил билан тавсифланади.

Кўрсатмалар кетма-кет бажарилади.

Ечиш алгоритми шу қадар тўлиқ бўладики, уни РХМ тилига ўтказиш осондир, яъни кетма-кет бажариладиган амаллар сифатида машина бажара оладиган амаллардан фойдаланилади.

Масалаларни ечиш учун алгоритмларни беришнинг бошқа усули-график усулидир. Бу ҳолда ечиш алгоритми структур схема кўринишида ифодаланади. Бу усул масалани ечиш алгоритмининг сўз билан тавсифини яққол шаклда стрелкалар билан бирлаштирилган блоклар кўринишида тасвирлашга имкон беради. Блоклар геометрик шакллар ёрдамида тасвирланиб, уларнинг ичида шу блоклар бажарилиши керак бўлган амаллар кўрсатилган бўлади (масалан «+» — қўшиш, «-» — айириш, « » даражадаги кўтариш). Блокларни бирлаштирувчи стрелкаларнинг йўналиши блокдан блокка маълумотларни узатиш йўналишини кўрсатади.

Масаланинг алгоритмини тузиш ниҳоятда мураккаб ижодий жараёндир. Айни бир масала учун бир нечта ечиш алгоритмини тузиш мумкин. Масалаларни ечиш учун аниқ ва қисқа алгоритмларни туза билиш яхши программачининг асосий сифатларидан биридир, чунки алгоритмларни тузиш программалашнинг асосидир.

Программалаш қуйидаги асосий босқичлардан иборат.

Алгоритмни ишлаб чиқиш. Масалани ечиш учун зарур бўлган аниқ бир кетма-кетликдаги амалларни ифодаловчи структур схема тузилади.

Алгоритмни машина тилига ўтказиш. Бу босқичда алгоритм машина учун тушунарли бўлган тилга ўтказилади, бунинг учун программа тузилади. Бу ҳолда бутун ҳисоблаш жараёни алоҳида командаларга ёки операторларга бўлинади. Бошланғич машғулларни, программаларни, қўшимча ахборотларни ва натижаларни сақлаш мақсадида ХҚ ячейкалари тақсимланиб чиқилади. Программа қўлда тузилганда программист (программа тузувчи ходим) ҳамма жараёнларни тўлиқ баён қилиши шарт, яъни, бутун жараёни қўлланилаётган РХМ тили буйруқлари системасига асосланган тилда тасвирлаб чиқиши шарт.

Программани созлаш. Кўп командаларни ўз ичига олувчи программани тузишда унда бўладиган хатоликлар эҳтимоллиги ортади. Шунинг учун у жуда синчковлик билан текширилади, лекин бундай текширувлар кўпинча самарали бўлмайди. Бундай ҳолларда программа ишини текшириш мақсадида натижаси олдиндан маълум бўлган масаланинг контрол вариантлари ечилади. Агар бундай контрол масала тўғри ечилган бўлса, программани тўғри тузилган деб ҳисоблаш мумкин.

Масалани ечиш. Агар программа тўғри тузилган бўлса, барча бошланғич маълумотлар ва программа РХМ га киритилади ҳамда масала программа бўйича ечилади. Охириги натижа ЧҚ да ҳосил қилинади ва қайта ишланади.

Масалани ечиш алгоритми мазкур ЭХМ нинг *машина тилида* ифодаланиши керак. Машина командаси (буйруғи) бажариладиган амалнинг кодидан, маълумотлар адресларидан ва буйруқ узунлигининг кодидан ташкил топган бўлади. Программист РХМ қандай амалларни бажара олишини албатта билиши шарт. Машина тилида тузилган программаларни созлаш учун анча кўп машина вақти сарф қилинади. Шунинг учун инсоннинг РХМ билан машина тилида мулоқот қилиши ниҳоятда мураккаб ва ноқулайдир. Программани тузиш учун кетадиган вақт машинанинг шу программани бажариши учун сарфлайдиган вақтидан бир нечта юзлаб баробар катта бўлади.

Программалашни енгиллаштириш усулларида бири автокодлардир. Улар машина тилидан шу билан фарқланадиги, амалнинг иккили коди ўрнига программист унинг ҳарфий белгиланишини ёзади. Кейин РХМ лар бу символик кўрсатмаларни машина тилига ўтказилади.

Автокодларнинг машина тилига нисбатан бирмунча афзаллигига қарамай улар баъзи бир муҳим камчиликларга ҳам эга: программани тузиш учун кўп вақт талаб қилинади, программани созлаш жараёни қийин, турли РХМ ларнинг программалари бир-бирига тўғри келмайди ва ҳоказо. Бу ҳол юқори даражадаги программалаш тилларини — *алгоритмик тилларни* ишлаб чиқаришга туртки бўлди. Алгоритмик тиллар машинага боғлиқ бўлмаган (эркин)

тиллар ҳисобланади, яъни, улар ҳисоблаш машинасининг структурасини (тузилишини) ўзида деярли акс эттирмайди, лекин алгоритмик тилни машина тилига ўгириш учун алоҳида программа — транслятор керак бўлади. Алгоритмик тил символлар тўплами (алфавит)дан, символ конструкцияси — сўзлар тузиладиган қоидалар системаси (тил синтаксиси)дан ва сўзлар изоҳланадиган қоидалар (тил семантикаси)дан ташкил топган. Алгоритмик тиллар юқори мобиллаш қудратига эга бўлиб, алгоритмларни ихчам ёзишга имкон беради. Кенг доирадаги мутахассислар учун тушунарли, универсалдир. ФОРТРАН, PL/1, КОБОЛ, АЛГОЛ—60, БЕЙСИҚ, ПАСКАЛЬ каби алгоритмик ва муаммоли-ориентирланган тиллар кенг тарқалган.

Биринчи ишлаб чиқилган алгоритмик тиллардан бири ФОРТРАН дир. У формулалар кўринишида ифодаланган илмий-техник масалаларни ечиш учун мўлжалланган бўлиб, бир нечта модификацияга эга; у кўрғазмали ва содда алгоритмик тилдир.

ФОРТРАН — *операторлар* деб аталувчи жумлаларни тузиш мумкин бўлган символларга эгадир. Улар ФОРТРАН да аниқ қоидалар асосида ташкил қилинадилар. Бу тилдаги операторлар бажариш керак бўлган арифметик амалларни аниқлайди ва программани бажариш кетма-кетлиги ҳақида ахборот беради. Қиритиш-чиқариш жараёнини бошқаради ва баъзи ёрдамчи ишларни бажаради.

Алгоритмли тил структураси билан ва у ёрдамида тавсифланадиган алгоритмларни бир-бирига яқинлаштириш учун АЛГОЛ алгоритмли тили ишлаб чиқилган. Бу тил тез орада программалашнинг халқаро тилига айланиб қолди. У жуда катта имкониятларга эга бўлиб, турли масалаларни қисқа ифодалашга имкон беради. 1960 йили бу алгоритмик тилнинг вариантларидан бири ишлаб чиқилган бўлиб, у АЛГОЛ—60 деб аталади. У ўздан олдин мавжуд бўлган алгоритмик тилларнинг ҳамма яхши томонларини ўзида мужассамлаштирган.

Иқтисодий масалаларни программалаштириш ва ечиш мақсадида 1960 йили ҳар хил машиналарда қўлланиш учун яроқли бўлган КОБОЛ тили ишлаб чиқилди.

КОБОЛ операторлари тиниш белгилари ва айрим сўзларга, баъзан эса арифметик амалларга эга бўлади. Бу эса программаларнинг инглиз тилига яқин бўлган тилда ёзишга имкон беради.

1963 йили PL/1 программалаш алгоритмик тили яратилди, у мавжуд бўлган алгоритмик тилларнинг энг яхши томонларига эга бўлиб, кучли ҳисоблаш машиналаридан фойдаланишни яхшилади. PL/1 тили жуда кенг имкониятларга эга. Унинг ёрдамида илмий-техник, шунингдек иқтисодий масалалар ҳам ҳал қилинади. Программанинг бундай универсал тилининг қўлланилиши программани тайёрлаш жараёнини жуда осонлаштиради. Бундан ташқари PL/1 тили замонавий ҳисоблаш машиналарининг афзалликларидан тўлиқ фойдаланишга имкон беради.

3.4-§. МАТЕМАТИК ТАЪМИНЛАШ СИСТЕМАСИ

Тезкорлик билан ишлайдиган электрон ҳисоблаш машиналари ХХ асрнинг 40-йилларининг ўрталарида пайдо бўлди. Бу машиналар жуда чекланган хотирага эга бўлиб, содда арифметик амалларнигина бажарар эди ва содда ҳоллардагина мустақил хулоса чиқариш қобилиятига эга эди. Бошқача айтганда биринчи ҳисоблаш машиналари ўзларининг имкониятларига кўра механик арифмометрлардан жуда кам фарқ қилар эди.

Замонавий РҲМ лар хотирасининг ниҳоятда катталиги ва имкониятларининг кўплигига қарамай, уларнинг структур схемалари биринчи РҲМ дан жуда кам фарқ қилади. Замонавий РҲМ лар хотирасида сақланадиган турли ахборотлардан ва ускуналар (схемалар) воситаларидан иборат. РҲМ нинг хотираси икки қисмдан иборат: бир қисми аynи вақтда ечилаётган масалага бевосита тааллуқли, бошқа қисми эса доим ахборотларни сақлайди. Хотиранинг бу қисми *математик таъминлаш системаси* деб аталади. У жуда кўп программани ўз ичига оладик, бу программаларни уч гуруҳга ажратиш мумкин: 1) *бошқарувчи программалар*; 2) *сервис (ёрдамчи) программалар*; 3) *трансляторлар*.

РҲМ нинг математик таъминлаш системасига машина хотирасида сақланувчи жуда кўп миқдордаги турли хил маълумотлар (физик доимийлар, функцияларнинг жадваллари ва ҳоказолар)ни ҳам киритиш мумкин.

Бошқарувчи программалар. Замонавий РҲМ уларнинг ўзига хос хусусияти шундаки, улар бир вақтда бир нечта истеъмолчи билан ишлайди, яъни ҳисоблаш машинаси бир вақтнинг ўзида бир нечта масалани ечиши мумкин. Айрим ҳолларда битта РҲМ хизматидан фойдаланувчилар сони бир вақтнинг ўзида бир неча юзгача етиши мумкин. Бундай шароитларда ҳисоблаш машинаси ташқи хотирадаги бутун ахборот массивини, машинанинг ишсиз турши вақтини қисқартирган ҳолда энг мақбул йўл билан қайта ишланиши лозим. Абонентларга хизмат қилиш тартибини ўрнатиш нуқтаи-назаридан РҲМ нинг уч хил режимини кўрсатиш мумкин:

1. *Пакетли қайта ишлаш режими.* Бу режимда РҲМ масалаларни кетма-кет бажаради, яъни кейинги масалани ечишга олдинги масалани тўлиқ ечиб бўлгандан кейингина ўтади. Бундай режим ечилаётган масала ниҳоятда мураккаб бўлиб, ечилиши учун компьютернинг ҳамма имкониятларидан тўлиқ фойдаланишни талаб қилинадиган ҳолларда мақсадга мувофиқдир.

2. *Мультипрограммали режим.* Бу режимда РҲМ лар бир вақтнинг ўзида бир-бирига боғлиқ бўлмаган бир нечта программдан фойдаланилган ҳолда ҳисоблашни бажаради, программалардан фойдаланиш кетма-кетлигини эса машинанинг ўзи белгилайди. Бундай режим секин ишловчи ташқи қурилмалар (киритиш-чиқариш қурилмаси)га тез-тез мурожаат қилиш билан боғлиқ бўлган кўп миқдордаги унча мураккаб бўлмаган масалаларни ечишда фойдаланилади. Мультипрограммали иш режимида ҳисоблаш машинасининг процессори (ҳисоблашларни давом эттириш учун зарур бўлган)

ахборотни ташқи қурилмадан киритиш жараёнида тўхтаб турмай, бошқа программани ёки КҚ дан фойдаланмай бажариш мумкин бўлган унинг бир қисмини бажаришга ўтади.

3. Вақтни бўлиш режими. Бу режимда ҳисоблаш машинаси бир масаланинг ечими тугагани кутиб ўтирмай, иккинчи масалани ечишга мустақил ўта олади. Бундай ҳоллар бирор масалани ечиш давомида, масалан, программада маълум бир хатолик топилса, ёки масалани ечиш учун зарур бўлган маълумотлар бўлмаганда керак бўлади. Бундай ҳолларда РХМ операторга зарур бўлган сигнални бериб, бошқа масалани ечишга ўтиб кетади.

Юқорида айтилганлар бошқарувчи программанинг қуйидаги баъзи бир асосий функцияларини ажратишга имкон беради: программаларни киритиш, айрим ечимларнинг бажарилишини бошқариш, маълумотларнинг киритиш-чиқариш қурилмалари фаолиятини бошқариш, программадаги хатоларни топиш ва ҳоказо. Шунини таъкидлаш лозимки, бошқарувчи программаларнинг таркиби турли РХМ ларда ўзгармайди.

Хизматчи (ёрдамчи) программалар. Математик таъминлаш системалари РХМ ларнинг классига боғлиқ бўлади ҳамда техник воситалар, истеъмолчилар ва машинанинг амал бажарувчи системасига хизмат кўрсатиш вазифасини бажаради. Хизматчи программалар масалаларни ечишда бевосита қатнашмайди. Улар ёрдамчи вазифани бажаради.

Транслятор программалар. Улар ахборот ташувчиларнинг биринчи (масалан перфокартада) ёзилган текстларни машинанинг ички тилига таржима қилади, яъни программа транслятор машина-ориентирланган ёки алгоритмик тилда ёзилган амаллар кодларининг символик белгиларини ноль ва бирларнинг маълум комбинациясига айлантиради. Бундан ташқари транслятор киритилаётган текстни текширади ва таҳрир қилади ҳамда унда хато топилганда текстни абонентга қайтаради. Шундай қилиб, транслятор математик таъминотнинг зарурий қисми ҳисобланади.

Ҳозир деярли ҳамма математик таъминот системаларида муаммоли мўлжалланган (ориентирланган) тиллардан трансляторлар мавжуддир. Шунини айтиб ўтиш керакки, муаммоли-ориентирланган тиллар трансляторлари минглаб буйруқлардан ташкил топган ниҳоятда мураккаб программадан иборатдир. Бундай программани ишлаб чиқиш мутахассисларнинг катта коллективининг кўп йиллик меҳнатини талаб қилади. Программа-транслятор ва стандарт программалар кутубхонаси (алгоритмик тилнинг талаблари асосида яратилган программалар) замонавий РХМ лар хотираси ҳажмининг каттагина қисмини банд қилади.

Ҳозирги вақтда РХМ математик таъминлаш системасисиз бўлиши мумкин эмас.

Замонавий РХМ лар учун математик таъминлашиш системасини яратиш учун кетган ҳаражат шу машинани яратиш учун кетган ҳаражатларга тахминан тенглашиб қолади. Шунинг учун замонавий ҳисоблаш машиналарининг математик таъминлаш системасини яратишга алоҳида аҳамият берилади.

3.5-§. МИКРОПРОЦЕССОРЛИ СИСТЕМАЛАР

Катта хотирага ва тезкорлик билан ҳисоблаш қобилиятига эга бўлган кучли универсал ҳисоблаш машиналари қаторида чекланган аппарат ва программа воситаларига эга бўлган муаммоли-мўлжалланган (ориентирланган) системалар ҳам янада кенг кўламда ишлатилмоқда. Бундай системаларга мини-ЭҲМ, микро-ЭҲМ ва электрон клавишли ҳисоблаш машиналари (ЭҲҲМ) киради.

Микро- ва мини-ЭҲМ лар жуда катта иқтисодий самарага эга бўлиб, кенг соҳаларда қўлланилади.

Катта интеграл схемалар (КИС) ни ишлаб чиқиш технологиясининг ривожланиши билан (20.1-§ га қаранг) биргина КИС корпусида РҲМ нинг ҳамма процессорини жойлаш имконияти туғилди, у программа бўйича ахборотни киритиш ва чиқаришни ҳам қайта ишлаши мумкин. Бундай қурилмалар *микروпроцессорлар* деб аталади. Битта КИС да бажарилган микропроцессорлар (МП) бир кристалли, бир нечта КИС да бажарилганлари эса кўп кристалли микропроцессорлар деб аталади. МП га АҚ, бошқариш ва синхронлаш схемаси, ҲОСҚ, хотирани киритиш ва чиқаришларни бошқариш схемаси киради. МП ва РҲМ процессори кўпгина ўхшашликларга эга бўлса ҳам, асосан МП лар қаттиқ магнитққа эга бўлган электрон қурилмаларни алмаштириш учун мўлжалланган, чунки МП нинг ишлаш магнитқи — программа асосида деярли тўлиқ аниқланади.

МП асосида умумий КИС лардан ва бошқа баъзи бир қурилмалардан, масалан, ДСҚ, ОСҚ, ЧҚ ва ҳ. к. дан фойдаланилган ҳолда микро-ЭҲМ ва мини-ЭҲМ лар ясалади. Ватанимизда ишлаб чиқилган РҲМ лардан микро-ЭҲМ га мисол тариқасида «электроника-60» машинасини, мини-ЭҲМ га эса СМ, СМ—3, СМ—4 сериясидаги машиналарни кўрсатиш мумкин. Микро-ЭҲМ мини-ЭҲМ га қараганда сўз хоналари кичик, чекланган буйруқлар тўпламига эга бўлиб, ҳисоблаш тезлиги нисбатан кичик. Бу машиналар ҳисоблаш техникаси воситалари қўлланилишининг аъъанавий соҳалари қатори, масалан, катта машиналар билан бирга маълумотларни қайта ишлаш системаларида шунингдек киритиш-чиқариш қурилмаларини бошқаришда, интерфейсларда, турли жараёнларни бошқариш системаларида, медицина системаларида фойдаланилади.

Кичик машиналар кўпгина экспериментал аппаратлар ва лаборатория датчикларини қўллашни талаб қилувчи экспериментларни автоматлаштиришда муваффақиятли қўлланилмоқда. Мини-ЭҲМ лар эксперимент натижаларини қайд қилади ва уларни қайта ишлайди, қурилманин режимини бошқаради, зарурат бўлганда эксперимент натижаларини катта ЭҲМ га узатади. Микро-ЭҲМ ларни ўлчанаётган ва текширилатган объектлар ёнига бевосита ўрнатиш мумкин. Микропроцессорли системалар тиббиёт аппаратларига татиқ қилинмоқда ва замонавий тиббий асбобларнинг ажралмас қисми сифатида хизмат қилмоқда. Микро-ЭҲМ лардан фойдаланиш аҳолини кенг миқёсда кардиологик текширувдан ўтказишга, клиникаларда беморларнинг ҳолатини кузатишга имкон беради. Ахборотлар датчиклардан кучайтирувчи қурилмаларга ва ўхшаш рақамли

ўзгартиргичга келади, у эса электрокардиограммани иккили кодга алмаштиради ва у МП ёрдамида кейинчалик қайта ишланади. ЭКГ да ўзига хос қисмлар ажратилади ва у ердаги бузилишлар ҳамда тахминий диагноз ҳақида ахборот берилади. Кўп миқдордаги беморлар ҳақидаги ҳамма ахборот магнит лентасига ёзиб қўйиладиги, улар шифокор томонидан осонлик билан топилиши ва фойдаланиши мумкин; бунинг учун шифокор дисплей клавиатурасида керак бўлган файл номини териши етарлидир. *Файл* — бу бир жинсли ахборот бўлиб, у аниқ мақсадга эга ва объектлар тўпلامини тавсифлаб беради. Масалан, программа файли бошлангич программа ёзувигга эга, берилганлар файли дастлабки маълумотларга эга бўлади. Ҳар бир файлга аниқ ном қўйилган бўлади ва бу ном уларни ЭХМ хотирасидан чақприб олиш имконини беради.

Мини-ЭХМ клиникалардан беморларни даволашгача бўлган вақтда контрол қилишда, диагностикада, касаллик варағига автоматик ёзишда ва бу варағни тутишда кенг фойдаланиш мумкин.

3.6-§. РЭХМ АВЛОДЛАРИ. РЭХМ НИНГ ЯГОНА СЕРИЯСИ (ЭХМ ЯС)

1946 йилда АҚШ да ЭНИАК деб номланган биринчи РХМ ишлаб чиқилди. Бу машинада юз минглаб радиодеталлар, 18 мингта электрон лампа, шунингдек кўп миқдорда релелар ишлатилди. ЭНИАК машинасига программа бериш учун перфолента ва перфокартадан ахборотни киритиш тезлиги ниҳоятда кичик бўлгани туфайли бу ахборот элтувчиларни қўллаш мумкин бўлмади. Шунинг учун ЭНИАК ни бошқарувчи программалар машинанинг йиғув (набор) майдонидаги коммутация ёрдамида берилар эди.

Бизнинг мамлакатимизда биринчи РХМ 1952 йили ишлаб чиқилди ва БЭСМ (бистродействующая электронная счетная машина) — тезкор электрон ҳисоблаш машинаси (ТЭХМ) деб ном олди.

Биринчи РХМ вужудга келишидан тахминан 1955 йилгача бўлган вақт оралиғини ҳисоблаш техникасининг оёққа туриш даври деб қараш мумкин. 1955 йилдан бошлаб тахминан ҳар беш йил оралиқда ҳисоблаш техникасида РХМ ни лойиҳалашнинг янги схема-мантиқий принциплари пайдо бўла борди, технологик ва элемент базалари ўзгара ва такомиллаша борди. Электрон-ҳисоблаш машиналарини физик-техник ясаиш принципига қараб авлодларга бўлиш қабул қилинган.

Биринчи авлод РХМ ларда (1955—1960) асосий элемент сифатида электрон лампалар ишлатилган. ХҚ лар учун магнит барабанлар ва электрон-нур трубкалардан фойдаланилган.

Бу РХМ ларнинг ишлаш тезликлари унча катта бўлмасдан, жуда кўп энергия истеъмол қилган. Бундан ташқари биринчи авлод РХМ ларининг ишончлилиги паст бўлганлиги учун уларнинг иш унумдорлиги ҳам ниҳоятда паст бўлган. Уларда стандарт программаларгина ишлатиларди.

РХМ ларнинг ўлчамини кичиклаштириш, мустаҳкамлигини ошириш масаласи электрон лампаларни яримўтказгичлар, яъни транзисторлар билан алмаштиришга олиб келди. 1960—1965 йилларда

РХМ ларнинг *иккинчи авлоди* пайдо бўлди. Бу авлоддаги РХМ ларни қуришда элемент базаси сифатида ярим ўтказгичлардан ташқари босма монтажлар кенг қўлланила бошлади (электрон аппаратуранинг бу усулдаги монтажда алоҳида элементлари электр ўтказувчи полосалар билан туташтирилади). ХҚ нинг ҳажми ортди.

Яримўтказгичлардан фойдаланишга ўтиш РХМ ларнинг олдинги авлодларига нисбатан истеъмол қиладиган қувватни сезиларли даражада камайтиришга ва унинг ишончлилигини оширишга имконият яратди. РХМ лар конструкциясига хатоликларни қидирувчи ва толувчи алоҳида электрон қисмлар киритиш имконияти пайдо бўлди. РХМ ёрдамида ечиладиган масалаларнинг мураккаблиги ортди, ишлаш программалари ҳам мураккаблашди. Биринчи авлод машиналарида инсон РХМ ишнинг тўлиқ программасини тузар ва кейин тайёр программани машина тилига ўтказар эди. Бу ниҳоятда мураккаб, диққат-эътиборни талаб қилувчи масаладир, чунки программа бир неча минг буйруқлардан (командалардан) иборат бўлиши мумкин.

Иккинчи авлод ЭХМ ларни учун турли автокодлар ва муаммолий ўналтирилган алгоритмик тиллар яратилди.

Учинчи авлод РХМ лари учун (1965—1970) интеграл схемалардан фойдаланиш характерлидир (20.1-§ га қаранг). Умуман, РХМ ларни яратишга сарфланадиган ҳаражатлар камайди. Учинчи авлод машиналарининг тезкорлиги — секундига бир неча миллион амални ташкил қилади. Иккинчи авлод машиналаридан учинчи авлод РХМ ларига ўтиш фақат элементлар базасини ўзгартиришдагина иборат эмас. РХМ ларнинг структураси, программалаш усуллари ва ЭХМ ишлаши математик таъминотининг бошқа хусусиятлари ҳам ўзгарди.

Ҳозирги вақтда ватанимизда ва ЎЙЕК мамлакатларида учинчи авлод ЭХМ ЯС (социалистик давлатлар ҳамкорлигида яратилган ЭХМ ларнинг ягона системаси) кенг кўламда қўлланила бошланди.

ЭХМ ЯС ягона мантиқий схемага ва ягона ишлаш принципига эга бўлган бир неча машиналардан иборатдир. Бу машиналар ягона ташқи қурилмалар комплексига ва ягона математик таъминланиш системасига эга. ЭХМ ЯС серияси турлича унумдорликка эга бўлган, бир неча программаси бирлашган РХМ лардан иборат. Бу сериядаги машиналарнинг универсаллигини алоҳида таъкидлаш зарур. Бунга берилганларни кодлашнинг ягона системаси ҳисобига, киритиш-чиқариш қурилмаларининг ягона тўплами ва кучли математик таъминот системаси ҳисобига эришилади. Периферик қурилмаларнинг ягона таркиби ахборотларни ПЛ, ПК, магнит ленталар ва дисклардан киритишга имкон беради. ЭХМ ЯС периферик қурилмаларнинг номенклатурасига ҳамма замонавий ахборот ташувчиларда фойдаланиладиган қурилмалар кириди. Бунда сериядаги исталган моделини ЭХМ ЯС нинг исталган периферик қурилмаси билан улаш мумкин. Бундан ташқари бу системада ЭХМ билан телефон ёки терминал қурилмаларга эга бўлган телеграф линиялари орқали боғланган абонентлар билан ишлаш имкони кўзда тутилган.

ЭХМ ЯС — мураккаб ҳисоблаш техникаси комплексиدير. ЭХМ

ЯС моделларининг баъзи параметрлари 9-жадвалда келтирилган. 9-жадвалдан кўришиб турибдики, ЕС1060 нинг унумдорлиги биринчи ЕС—1010 моделниқидан 200 марта, максимал ахборот сизими эса 32 марта каттадир.

9-жадвал

Тип	Амалларни бажариш унумдорлиги	ТХҚ сизими, кБт
ЕС—1010	10 ⁴	8—64
ЕС—1020	2 · 10 ⁴	64—256
ЕС—1030	0,1 · 10 ⁶	128—512
ЕС—1040	0,25 · 10 ⁶	128—1024
ЕС—1050	0,5 · 10 ⁶	128—1024
ЕС—1060	2 · 10 ⁶	256—2048

Учинчи авлод машиналарининг унумдорлиги биринчи авлод машиналариникига нисбатан тўрт даража юқори бўлиб, программалашдаги унумдорлик эса фақат бир даражагина орди. Шундай қилиб, тўртинчи авлод РХМ ларининг асосий вазифаси программалаш унумдорлигини ошириш ва бутун ҳисоблаш жараёни тезлигини кўпайтириш бўлди.

1971—1975 йилларда ЭХМ ларнинг *тўртинчи авлоди* КИС асосида ривожланди. Коллектив равишда фойдаланиладиган ҳисоблаш марказлари тез суръатлар билан ривожланди. Микро-ЭХМ ва мини-ЭХМ лар пайдо бўлди.

1975 йилдан бошлаб ЭХМ ларнинг янги авлодлари яратила бошланди. КИС ларни тайёрлаш технологияси жуда тез суръатлар билан ривожланди. Ҳозирги вақтда битта кристаллда функционал сизими 16⁶гача бўлган элементли КИС лар тайёрланди.

Электрон элементлари микроминиатюрлаш масаласи принципиал қийинчиликларга дуч келмоқда. Электрон элементларининг ўлчами маълум катталиқдан кичик бўлса, уларнинг хатосиз ишлашини таъминлаш мумкин эмас. Бунинг сабаби кўпгина омилларнинг таъсир қилиши билан ва электр қувватларининг атроф фазога тарқалиши билан боғлиқ. Бинобарин, электрон система маълум бир чекланган ўлчамга эга бўлиши керак. Бундай талаб системанинг тезкорлигини ошириш масаласига тўсқинлик қилади. Схема элементлари орасидаги масофанинг ортиши унинг тезкорлигини камайтиради, чунки системада электр сигналларининг тарқалиш тезлиги чекланган қийматга эга ва системанинг тезкорлиги ҳам чеклангандир (тахминан бир секундда 10⁹ амал бажаради).

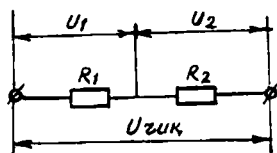
Ахборотни фойдалаш учун оптик диапазондаги электромагнит тебранншлардан ва ҳисоблаш системаларини қуришнинг бошқача принципларига ўтишдан фойдаланиб бундай чекланншларни енгнш мумкин. Оптик системаларда ёруғлик диффракцияси ва интерференцияси ҳодисаларидан фойдаланилади, улар турли амалларни бажариш имкониятини беради. Бундай оптик машиналарнинг тезкорлиги ёруғликнинг тарқалиш тезлиги билан аниқланади. РХМ лар турли авлодларининг бир-биридан фарқи уларнинг мааниқий тузилишида, уларнинг ишини ташкил этишда ва математик таъминлаш (программалаш) системаларининг турличалигидадир. Математик таъминот системаси ҳисоблаш системаларининг бошқа бўлимларига

нисбатан кўп даражада аввалги авлод РХМ ларини такомиллаштириш ва шилатини жараёнида орттирилган тажрибаларни ўзида мужассамлаштирди.

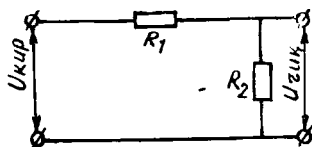
3.7-§. АНАЛОГЛИ ЭЛЕКТРОН ҲИСОБЛАШ МАШИНАЛАРИ

Аналогли ҳисоблаш машиналари (АХМ)га киритилаётган, чиқарилаётган ва оралиқдаги миқдорлар маълум масштабдаги сонларга мос келадиган ток ёки кучланишлар кўринишида бериледи. АХМ ларда сонлар устида бажариладиган математик амаллар электр тоқлар ёки кучланишлар устидаги турли ўзгартиришлар билан алмаштирилади. Электр кучланишлардан фойдаланиб баъзи бир математик амалларнинг бажарилишини содда мисолларда кўрсатамиз.

Агар R_1 резисторга (3.14-расм), U_1 кучланиш, R_2 резисторга U_2 кучланиш берилса, у ҳолда бу резисторлардаги кучланишни ўлчаб $U_{\max} = U_1 + U_2$ эканини топамиз. Шундай қилиб, оддий



3.14-расм.



3.15-расм.

электр занжирини (резисторларнинг кетма-кет уланиши) ёрдамида математик амални (қўйишни) бажариш мумкин. 3.15-расмда кўрсатилган схема тўғри касрга кўпайтиришга имкон беради. R_1 ва R_2 резисторлардаги кучланиш $U_{ки}$, бўлсин, у занжирда $I = U_{ки} / (R_1 + R_2)$.

ток ҳосил қилади.

Чиқишдаги кучланиш қуйидагига тенг:

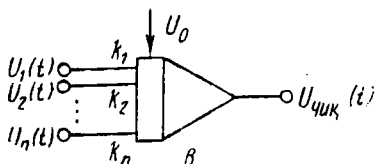
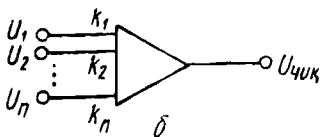
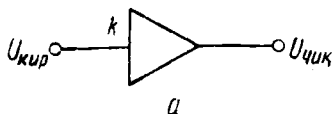
$$U_{шук} = IR_2 = R_2 U_{ки} / (R_1 + R_2) = k U_{ки},$$

бунда, $k = R_2 / (R_1 + R_2)$ — киришдаги кучланиш кўпайтириладиган коэффициент. Шундай қилиб, $U_{ки}$ ни ўлчан билан икки миқдор R ва $U_{ки}$ нинг кўпайтмасини топиш мумкин.

18.6-§ да резистор ва конденсатордан тузилган занжир ёрдамида дифференциаллаш, интеграллаш каби математик амаллар бажарилиши кўрсатилади.

Амалда математик амалларнинг янада аниқ натижаларини пассив элементлар (резисторлар, конденсаторлар)ни актив элементлар (ўзгармас ток кучайтиргичи, 22.5-§ га қарап) билан улаш орқали ҳосил қилинади. Амал бажарувчи (операцион) деб аталувчи бундай кучайтиргич пассив элементлар билан биргаликда ҳар хил математик амалларни бажарувчи алоҳида блокни ташкил қилади. АХМ бир қатор шунга ўхшаш блоклар тўпламга эгадир.

АХМ нинг асосий ҳал қилувчи блокларини санаб ўтиб, уларнинг тузилишида тўхталмасдан, вазифалари ва шартли тасвирланишини кўрсатамиз.



3.16-расм.

$$U_{\text{чик}} = - \sum_{i=1}^n k_i U_{i\text{кир}}$$

бунда k — сумматорнинг i -нчи кириш бўйича узатиш коэффициентини.

3. Интегратор (интегратор-сумматор; 3.16, в-расм) киритилувчи миқдорлар $U_i(t)$ ни вақт бўйича интеграллаб, қўшиб беради:

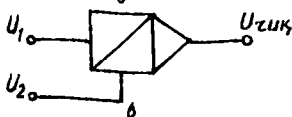
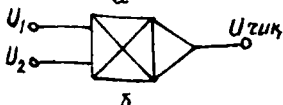
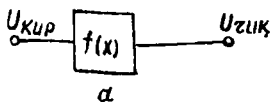
$$U_{\text{чик}}(t) = - \sum_{i=1}^n k_i \int_0^t U_i(t) dt + U_0.$$

бунда k — интеграторнинг i -кириш бўйича узатиш коэффициентини.

Чизиқли бўлмаган ечувчи блоклар

1. Функционал ўзгартирувчи (3.17, а-расм)

$$U_{\text{чик}} = f(U_{\text{кир}}).$$



3.17-расм.

берилган функционал боғлашнинг қайта тиклайди.

2. Кўпайтириш — бўлиш қурилмаси (3.17, б, в-расм) киритилувчи миқдорларни кўпайтириш ёки бўлиш амалини бажаради.

$$U_{\text{чик}} = kU_1 U_2, \text{ ёки } U_{\text{чик}} = kU_1 / U_2.$$

АХМ бир нечта асосий қисмлардан ташкил топган. АХМ нинг тузилиш схемаси 3.18-расмда келтирилган.

Ечувчи блок (ЕБ) исталган АХМ нинг энг асосий функционал қисми бў-

Чизиқли ечувчи блоклар

1. Масштабли кучайтиргич (3.16, а-расм) $U_{\text{кир}}$ кириш сигналнинг k ўзгармас коэффициентга кўпайтмасини амалга оширади:

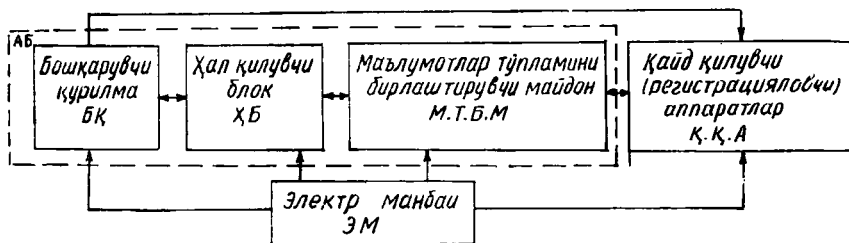
$$U_{\text{чик}} = - kU_{\text{кир}},$$

бунда k масштабни кучайтиргичнинг узатиш коэффициенти; $k=1$ бўлганда масштабни кучайтиргич инвертор деб аталади ва у киритилувчи миқдорнинг фақат ишорасини ўзгартиради.

2. Сумматор (3.16, б-расм) киришга берилган миқдорларни маълум коэффициентларга кўпайтириб, қўшиб амалини бажаради:

либ, у операцион блоклардан ташкил топгандир. АХМ ларнинг операцион блоки деганда маълум математик амалларни бажарувчи блоклар тушунилади.

Йиғувчи (коммутацион) майдон (ЙМ) масалаларни ечиш схемаси асосида машинанинг айрим операцион блокларни бириктириш (коммутация)ни амалга ошириш учун мўлжалланган. АХМ нинг йиғувчи майдони машинанинг ечувчи блоклари билан боғлиқ бўлган алоҳида уяларга эга. Йиғувчи майдон уяларини бир-бирига улаш учун электр ўтказгичлардан — коммутацион шнурлардан фойдаланилади.



3.18-расм.

Бошқариш қурилмаси (БҚ) контрол қилиш ва АХМ ишини бошқариш вазифасини бажаради. Бундан ташқари у машинанинг ҳамма блокларини синхронлаш вазифасини ҳам бажаради.

Ечиш блоки, йиғувчи майдон ва бошқариш қурилмаси аналогли ҳисоблаш машинасининг асосий блоки (АБ)ни ташкил қилади.

Қайд этувчи аппаратларга (ҚА) стрелкали ўлчаш асбоблари, осциллографлар, турли хил ўзи ёзар қурилмалар киради. Бу асбоблар машинани сошлаш, унинг ишини текшириш ва натижаларни қайд қилиш учун хизмат қилади.

Таъминлаш блоки (ТБ) — машина қурплмасини зарур энергия билан таъминлашни учун мўлжалланган.

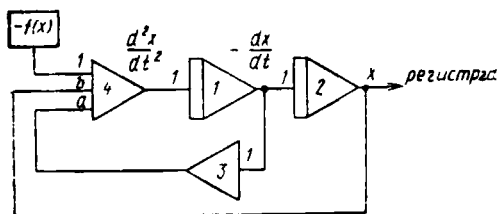
АХМ ларда бирор жараёни моделлаштириш масаласи бу жараённи акс эттирувчи тенгламаларни (тенгламалар системасини) ечиш масаласи билан айнаиб бир хилдир. Бунинг учун шаклан ўрганилаётган жараён каби бўлган математик тенглама (тенгламалар системаси) билан тавсифланувчи блоклардан электр схемаси тузилади. Бу схемадаги ўзгарувчи параметрлар текширилаётган системанинг ўзгарувчи параметрларига пропорционал равишда ўрнатилади. Сўнгра қайд этувчи асбоблар ёрдамида схеманинг чиқишида электр параметрларнинг ўзгариш қонуниятлари қайд қилинади.

Мисол

Қуйидаги иккинчи тартибли дифференциал тенглама билан тавсифланувчи системанинг моделини тузиш талаб қилинган бўлсин:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + a \frac{dx}{dt} + bx = f(t). \quad (3,1)$$

Бошқача қилиб айтганда, АХМ ёрдамида шу дифференциал тенгламанинг ечимини топиш керак. Бунинг учун (3,1) тенгламани юқори тартибли ҳосилга нисбатан ечамиз:



3.19-расм.

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -a \frac{dx}{dt} - bx + f(t) \quad (3.2)$$

(3.2) тенгланини ифодаловчи структуравий схема қуйидагича тузилади. Излаётган x ўзгарувчи ва унинг ҳосилалари юқори тартибли ҳосилани кетма-кет интеграллаш натижасида топилди. Бунинг учун мазкур мисолда иккита 1 ва 2 интеграторни кетма-кет қўйиш керак

(3.19-расм). Иккинчи тартибли ҳосила (3.2) тенгламанинг ўнг томонидаги ҳадларни қўйиш билан ҳосил қилинади, бу ҳадлар расмда кўрсатилгандек тескари боғлавишлар занжири бўйлаб интегратордан чиқиб 4 сумматор киришларига киритилган. Бу боғлавишларнинг киритилиши математик нуқта-назардан қуйидагига мос келади:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -a \frac{dx}{dt} - bx,$$

бунда a ва b — сумматорнинг мос киришлар бўйича узатиш коэффициентидир.

$f(t)$ функция ташқаридан сумматорнинг бирор бир киришига берилди. 3 инвертор биринчи тартибли ҳосиланинг ишорасини ўзгартириб, $+dx/dt$ функцияни сумматор киришига узатиш учун қўйилган.

АХМ да ҳисоблаш жараёни схемага кирувчи моделлаштирувчи ва масалаларни ечувчи ҳамма блоklar томонидан бир вақтда амалга оширилади. Схеманинг ҳар бир блокли қўйилган масаланинг аниқ бир бўлагига тегишли бўлган шакл алмаштиришларни бажаради. Шундай қилиб, бутун схеманинг мураккаблиги 3.19-расмда кўрсатилганидек, қўйилган масаланинг мураккаблигига боғлиқ бўлади ва шунга қарамасдан масаланинг ечими бир онда олинади. Бу эса АХМ да параметрлари тез ўзгарувчи жараёнларни моделлаштириш имконини беради.

АХМ нинг асосий камчиликларидан бири ҳисоблаш натижаларининг аниқлик даражасининг чеklangанлигидир, бу шу машиналарнинг прецизион элементларини тайёрлаш технологиясининг мураккаблиги билан боғлиқдир. Элементлардаги ноаниқлик реал жараён билан унинг модели орасидаги мосликни бузади. АХМ да ечилаётган масала қанчалик мураккаб бўлса, бу мосликнинг бузилиш даражаси шунча юқори бўлади, чунки ҳисоблашларнинг умумий хатолиги АХМ нинг айрим ҳал қилувчи блоklари хатоликларининг йиғиндисидан иборат.

Ҳозирги вақтда АХМ тиббий-биологик тадқиқотларда кенг миқёсда қўлланилмоқда. Масалан, электрофизиологик кузатишлар натижасида ҳосил бўлган ахборотни таҳлил қилиш ва бемор касаллигини аниқлашда ишлатилмоқда. Умуман, 4.5-§ ва бошқа жойларда кўриб чиқиладиган биологик жараёнларнинг математик моделларини яратишдаги ҳамма масалаларни АХМ да кенг акс эттириш мумкин.

РХМ ларнинг АХМ ларга нисбатан устуңлиги ва камчиликларини кўриб чиқайлик.

РХМ ларда ўзгарувчилар иккала позиция кодларда ифодаланганидан бундан қўйидагилар келиб чиқади: 1) ўзгарувчиларни даражасига қараб квантлаш — соннинг ҳар бир хонаси аниқ бир рақамли элементда жойлаштирилади; 2) ўзгарувчиларни РХМ нинг блокларидан дискрет танлаб олиш.

РХМ ларнинг афзалликлари: 1) универсаллиги, яъни бу машиналар сонлар устида турлича амалларни бажаришни талаб қилмайдиган кенг миқёсдаги масалаларни ечишга қодирдир; 2) ҳисоблашнинг аниқлик даражасининг чекланмаганлигидир, бу эса РХМ даги хоналар сонига боғлиқ бўлиб, унинг айрим элементларини тайёрлашдаги аниқлик даражасига боғлиқ бўлмайди; 3) ечимларнинг абсолют такрорланиши, яъни бир масалани кўп марта ишлашда айти бир хил натижа ҳосил бўлади.

РХМ ларнинг камчиликлари: 1) айрим амалларни тезкорлик билан бажаришига қарамай умумий масалаларни ечишда ҳисоблаш тезлигининг камлиги; 2) реал берилган аппаратларга улашнинг нисбатан мураккаблиги. Кўп ҳолларда аналог кўринишидаги ахборотларни рақамли кўринишга айлантиришга тўғри келади; 3) программалашнинг мураккаблиги.

АХМ ларда ўзгарувчилар ўлчаш осон бўлган физик миқдорлар кўринишида бўлади. Кўп марта ишлатиладиган процессорларга эга бўлган РХМ лардан фарқли равишда АХМ ларда ҳар бир элементар амал учун алоҳида ҳисоблаш блоки ташкил қилинади.

АХМ нинг афзалликлари: 1) юқори тезкорлик билан ишлаши, яъни ҳисоблаш натижалари АХМ занжирларида ўтиш жараёнларини тугатиш учунгина тенг кечикиш билан олинади; 2) реал объектлар билан бирлаштириш қулай; 3) РХМ га нисбатан программалашнинг осонлиги; 4) баҳоси арзон ва ишлатишда нисбатан содда.

АХМ нинг камчиликлари: 1) ҳисоблашнинг аниқлик даражаси паст бўлиб, элементларини тайёрлашдаги аниқлик билан чегараланади; 2) универсаллиги паст; 3) масалаларни ечишда ечимларнинг яхши такрорланмаслиги, бу эса АХМ параметрларининг ўзгариши ва ишлаш режимининг ўзгариши билан боғлиқ.

РХМ ва АХМ нинг камчиликларини йўқотишга уларни бирлаштирувчи аналогли-рақамли ҳисоблаш системалари (АРХС) имкон беради. Бундай системаларни яратиш АХМ нинг тезлигини сақлаб қолган ҳолда ҳисоблашларнинг юқори аниқлик даражасини таъминлашга имконият яратади.

Кибернетика асослари



Кибернетика деб бошқариш, боғланиш ва ахборотни қайта ишлаш ҳақидаги фанга айтилади. Замонавий кибернетиканинг тугилган йили 1948 йил ҳисобланиб, бу йили америка олими Н. Винернинг «Кибернетика ёки тирик организмларда ва машиналарда бошқарув ҳамда боғланишлар» деган асари чоп этилган. Кибернетика моддий асосидан қатъи назар турли бошқарув системаларининг умумий хоссаларини ўрганади. Бундай хоссалар жонли табиатда, техникада ва кишилар жамоаларида мавжуддир.

4.1-§. КИБЕРНЕТИКА ВА БОШҚА ФАНЛАР

Ўқувчи кўпгина табиий, жамиятшунослик ва техник фанлар: физика, математика, химия, биология, биофизика, тарих, электро-техника ва ҳоказо фанлар предмети ҳақида умумий тушунчага эга. Бу фанлар ичида математика фани алоҳида ўрин эгаллаб «моддий дунёнинг фазовий шакллари ва миқдорий муносабатларини» ўрганади (Ф. Энгельс). Бу фаннинг катта аҳамиятга эга бўлишининг боиси шундаки, у инсон тафаккурининг биллиш керак бўлган ихтиёрий тармоғида ўрганиш қуролидир. Юқорида айтилганидек, ҳар бир фан ўзининг тараққиётида турли даражада математика қонуниятларидан фойдаланади.

Бу ҳолни кибернетика фанида ҳам кўриш мумкин. Н. Винер кўп фанларда кўпгина умумий масалалар ва қирралар мавжудлигини кўра билди. Бошқариш жамиятда, техник системаларда ва тирик организмларда амалга оширилади. Ахборотни пайвон, ҳисоблаш машиналари, биологик системалар қайта ишлайди, у симлар, радиоканаллар, неврал структуралар орқали узатилади.

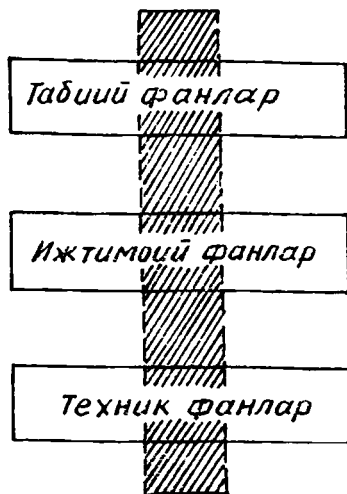
Кўпгина фанлар асосида кибернетика фани пужудга келди. Ҳаммасини санаб чиқиш мумкин бўлмасда, техника, математика (автоматик ростилаш назарияси, математик мантқиқ, ахборотлар назарияси ва боғланиш, ҳисоблаш машиналар ва бошқалар) ҳамда физиология (шартли рефлекслар ҳақидаги таълимот, тесқари афферентация принципи, функционал системалар назарияси ва бошқалар) фанлари алоҳида ўрин тутди.

Кибернетика фанининг бошқа фанлар сафидаги ўрни схематик равишда. 4.1-расмда келтирилган.

Ҳозирги пайтда ҳам мавжуд фанлар комплекси асосида янги фанларнинг дунёга келиши давом этаётганини таъкидлаб ўтиш қизиқарлидир. Мисол тариқасида *синергетикани* яъни турли табиатли (физикавий, химиявий, биологик ва б.) мураккаб системалардаги тартиблашган вақтий ва фазовий структураларнинг ҳосил бўлиш, мустаҳкамланиш ва бузилиш жараёнларидаги умумий қонуниятларни аниқловчи илмий тадқиқотлар соҳасини кўрсатиб ўтиш мумкин.

Кибернетика фанининг ривожига ва яратилишига кўпгина рус ҳамда совет олимлари ўз ҳиссаларини қўшдилар. Улар орасида физиологлар ва медиклар И. М. Сеченов (1829—1905), И. П. Павлов (1849—1936), А. А. Богданов (1873—1928), П. К. Анохин (1898—1974), В. В. Парин (1903—1971), Н. М. Амосов (1913 йилда туғилган), турли йўналишдаги техниклар ва математиклар И. А. Вишнеградский (1831—1895), А. М. Ляпунов (1857—1918), А. И. Берг (1893—1979), С. А. Лебедев (1902—1974), А. Н. Колмогоров (1903—1988), А. Л. Харкевич (1904—1965), В. А. Котельников (1908 йилда туғилган) А. В. Канторович (1912—1986), В. М. Глушков (1923—1982) ва бошқалар бор.

Кибернетика



4.1-расм.

4.2-§. КИБЕРНЕТИК СИСТЕМАЛАР

Кибернетик система деб ўзаро мулоқотда бўлган ва бир-бири билан узвий боғланган, ахборотларни қайта ишлаш, эслаб қолиш ҳамда алмашсини қобилиятига эга бўлган тартибланган объектлар мажмуи (система элементлари)га айтилади.

Кибернетик системага одамлар жамоаси, бош миёна, ҳисоблаш машиналари, автоматлар мисол бўла олади. Худди шунга мос ҳолда кибернетик системанинг элементларига турлича физик табиатли объектлар, одам, миёна тўқималари, ҳисоблаш машинасининг блоклари ва ҳоказолар кирди.

Система элементларининг ҳолати бирор параметрлар тўплами билан аниқланади, улар бирор интервалда иситилган қийматни қабул қилувчиси *узлуксиз* ва чекланган қийматлар тўпламининг қабул қилувчиси *узлукли* параметрларга бўлинади. Масалан, инсон танасининг ҳарорати узлуксиз параметр бўлиб, унинг жинси эса узлукли параметрдир. Умуман олганда кибернетик система элементининг ҳолати ўзгариши мумкин ва у шу элементнинг ўзига ҳамда уни

қуршаб олган элементларнинг ва ташқи муҳитнинг таъсирига боғлиқ бўлади.

Кибернетик системанинг структураси система элементлари ўртасидаги боғланишнинг ташкил қилиниши асосида аниқланиб, элементларнинг ҳолат функцияси ва ташқи муҳит таъсирини ифодалайди.

Кибернетик системаларнинг ишлаш жараёни уч хил функциялар оиласи билан тавсифланади: система элементларининг ҳолатини ҳисобга олувчи функциялар, системанинг структурасида, шу жумладан, ташқи таъсир натижасида ўзгаришлар қиладиган функциялар ва системанинг ўзидан ташқарига узатувчи сигналлари ёрдамида аниқланувчи функциялардир. Системани янада тўлароқ тавсифлаш учун унинг бошланғич ҳолатини ҳам ҳисобга олиш керак.

Кибернетик системалар ўзларининг мураккаблиги, аниқлик даражаси ва ташкил топиш даражалари билан бир-бирларидан фарқланадилар.

Системанинг мураккаблиги уни ташкил қилувчи элементларининг миқдори, структураларининг мураккаблиги ва ички боғланишларининг турлича бўлишига боғлиқдир. Инсон маҳсули эканлиги туфайли тўлиқ маълум бўлган мураккаб кибернетик системалар мавжуддир. Шу билан бирга биологик системалар каби мураккаб кибернетик системаларни кўп сондаги элементлар тўплами орасидаги жуда кўп ва ноаниқ бўлган ўзаро муносабатлар туфайли муфассал тавсифлаб бўлмайди. Мураккаб системаларни текширишда системани элементларга бўлишга тескари жараён ҳам ўринли: системалар йириклаштирилган блоклар тарзида ифодаланиб, бу блокларнинг ҳар бири алоҳида система деб қаралади. Шундай қилиб, мураккаб системалар содда системалардан ташкил топиши мумкин. Яна ҳам юқори даражадаги системалар паст даражадаги содда қисм системаларнинг бирлашмасидан иборат бўлади, яъни системанинг тузилиши *иерархик* хусусиятга эга.

Иерархиянинг даражалари ўртасида боғланишлар юзага келиши мумкин. Бу маънода элементлар тушунчасининг ўзи нисбийдир. Ҳар хил ҳолатларда системанинг аниқ бир қисми ҳам элемент, ҳам блок, ҳам бутун система бўлиши мумкин. Масалан, бош миянинг ишви ўрганишда уни элемент деб қараш мумкин, миянинг ишини унинг ички тузилиши билан боғлаб ўрганишда эса айрим нейронларининг элемент деб қараш мумкин. Ўз навбатида агар нейронни тўқималарнинг тузилишини ҳисобга олиб ўрганилса, нейрон кибернетик система деб қаралади.

Кибернетик системалар *узлуксиз* ва *дискрет* системаларга бўлинади. Узлуксиз системаларда айланиб юрувчи ҳамма сигналлар ва элементларнинг ҳолати узлуксиз параметрлар ёрдамида берилди, дискрет системаларда эса узлукли параметрлар ёрдамида берилди. *Аралаш* (гибрид) системалар ҳам мавжуд бўлиб, улар иккала параметрларга ҳам эга бўладилар. Системаларнинг узлуксиз ва узлуклига бўлиниши шартлидир ва ўрганилаётган ҳодисанинг аниқлик даражасига, техник ва математик қулайлик-

ларга қараб белгиланади. Баъзи бир узлукли табиатли жараёнлар ёки миқдорларни, масалан электр токини (электр зарядининг дискретлиги: заряд электрон зарядидан кичик бўлиши мумкин эмас) узлуксиз параметр ёрдамида ифодалаш қулай. Бошқа ҳолларда аксинча, узлуксиз жараённи узлукли параметрлар ёрдамида ифодалаш маънога эга. Масалан, буйракнинг узлуксиз ажратувчилик функциясини беш балли узлукли параметрлар ёрдамида ифодалаш қулайдир. Бундан ташқари, аниқ вақт интерваллари ичида бажарилган ҳар қандай физик ўлчовларда амалда доим узлукли миқдорлар дермасига эга бўлинади. Юқорида айтилганларнинг ҳаммаси узлукли системалар узлуксиз системаларга инсбатан универсалроқлигидан далolat беради. Узлуксиз системаларни тадқиқ қилинганда дифференциал тенгламалар аппаратида, узлукли системаларни тадқиқ қилинганда эса алгоритмлар назариясидан фойдаланилади.

Кибернетикада ва техникада системаларни детерминантланган ва эҳтимолли системаларга бўлиш қабул қилинган. *Детерминантланган* системалар деб элементлари бир-бири билан маълум қонунлар асосида ўзаро муносабатда бўладиган системаларга айтилади. Бундай системаларнинг ҳолатини ва характерини аниқ айтиш ҳамда аниқ функция ёрдамида ифодалаш мумкин. Эҳтимоллик системаларининг ҳолати маълум бир эҳтимоллик билан баҳоланиши мумкин, чунки системанинг элементлари кўплаб таъсирларга боғлиқ бўлиб, жуда кўп элементларнинг ўзаро таъсирини аниқ тавсифлаш мумкин эмас. Мисоллардан бири — организмнинг физик факторлар (куч, электр, психиклик ва бошқалар)нинг таъсирига ас таъсир бўлиб, у эҳтимоллик хусусиятига эгадир.

Агар системанинг элементлари сигналларини фақат ўзаро алмашса, система *ёпиқ* деб аталади. *Ёпиқмас* ёки *очиқ* системалар сигналларини албатта ташқи муҳит билан алмашади.

Ташқи муҳитдан сигналларни қабул қилиш ва уни система ичкарисига узатиш учун ҳар қандай *очиқ* системалар *рецепторларга* (*датчиклар* ёки *ўзгартувчиларга* эга бўладилар. Ҳайвонларда кибернетик системалардаги каби, рецепторлик вазифасини сезги, кўриш, эшитиш ва ҳоказо органлари, автоматларда эса датчиклар: танзометрик, фотоэлектрик, индукцион ва ҳ. к. датчиклар бажаради (21,3-§ га қаранг).

Ташқи муҳитга сигналлар *эффектор* деб аталувчи ижрочи механизмлар ёрдамида узатилади. Нутқ, қўллар, мимика инсон-кибернетик система — учун эффектор ҳисобланади. Газли сув автоматин учун рецептор вазифасини кнопка ёки тангаларни қабул қилувчи қурилма бажаради, эффектор эса газли сувнинг берилишидир.

Мураккаб кибернетик системалар ўзига хос хусусиятга — ахборотларни тўплаш хусусиятига эга бўлиб, кейинчалик улардан бошқарувчи системаларнинг ишида фойдаланишлари мумкин. Бундай хосса, инсон миёсанинг хоссаси каби, *хотира* деб аталади. Кибернетик системаларда эслаб қолиш икки хил усулда амалга оширилади: биринчидан, система элементларининг ҳолатини ўзгартириш натижасида, иккинчидан, унинг структурасини ўзгартириш натижасида.

4.3-§. АХБОРОТ НАЗАРИЯСИ ЭЛЕМЕНТЛАРИ

Кибернетикада марказий ўринни *ахборотлар* эгаллайди. Бу атама курснинг кўпгина бўлимларида алоҳида тушунтирилмаб, умумий қабул қилингандек, кўп марта ишлатилди. «Информация»* сўзи, ҳозирги замон тасаввурида маълумотлар тўплами, маълумотларни узатишни аниглайди.

Ҳар қандай жараён ёки ҳодиса ахборотлар манбаи бўлиб, бирон-бир маънога эга бўлиши ва маълум бир ҳаракат учун сигнал вазифасини бажариши керак. Баъзан бундай дейилади:

ахборот — инсоннинг кузатиши ва бошқа одамлар билан ўзаро мулоқотида бизни ўраб олган моддий дунё ҳақида олаётган маълумотлар системасидир. Одамлар оғриқ сезаётганда, очиққанда, совуқотаётганда, кўраётганда, эшитаётганда, бошқалар билан гаплашаётганда, китоб ўқиганда ва ҳоказоларда ахборотлар қабул қиладилар.

Бироқ ахборотни фақат одамларгина қабул қилади деб ҳисоблаш субъективликдир. Амалда эса бу тушунча анча кенг маънога эга.

Масалан, ҳайвонларнинг ички органлари ишини узлуксиз бошқариб бориш ва ўсимликларнинг ривожланиши системаси ахборотларни узатиш билан боғлиқдир.

Дунёдаги ҳар қандай ҳодисани акс эттиришни ахборот деб ҳисоблаш ҳам керак эмас. Тоғда ҳароратнинг пасайиши қоялар учун қишнинг яқинлашиши ҳақидаги ахборот бўла олмайди.

Ахборотларни узатиш, қабул қилиш ва қайта ишлаш етарлича мураккаб тузилишга эга бўлган системаларга хос бўлиб, уларнинг ўзига хос хусусияти бошқариш жараёнларининг мавжудлигидадир. Ахборотнинг ажойиб хусусияти шундаки, у бирор нарсани билмасликни бартараф этади, вазиятнинг ноаниқлик даражасини камайтиради.

Ахборотнинг илмий асосда ўрганилишига «информацион портлаш» — XX аср ўрталаридаги фан ва техника тараққиёти ахборотларни ниҳоятда кўпайтириб юборгани сабаб бўлди.

Энергия ва масса тушунчалари физика фани учун қанчалик аҳамиятга эга бўлса, ахборот кибернетика фани учун шунчалик аҳамиятга эга. Кибернетиканинг ахборотларни йиғиш, узатиш, сақлаш, қайта ишлаш ва ҳисоблашларга бағишланган бўлми *ахборотлар назарияси* деб ном олди. Шу назариянинг элементларини қисқага кўриб чиқайлик.

Ахборотларнинг узатилиши боғловчи каналлар бўйлаб *сигналлар* кўринишида амалга оширилади, улар кибернетик система органлари томонидан ишлаб чиқарилади. *Боғловчи каналлар* деб сигналлар узатиладиган муҳит тушунилади. Оғзаки мулоқотда нутқ сигнал вазифасини бажарса, ҳаво боғловчи канал вазифасини бажаради, радиоэшиттиришида эса товуш сигнал бўлиб, боғловчи канал вазифасини электромагнит майдон ва ҳаво бажаради.

* Informatio (лат) — изоҳламоқ, хабар бермоқ.

Сигналнинг физик ташувчиси битта сигнални узатишда алма- шиниб турувчи материянинг турлича қўринишлари бўлиши мум- кин. Масалан, радиоэптитиришда сўз билан ифодаланган фикр товуш мушакларига биоэлектрик импульслар ҳисобига узатилади, мушакларни қисқаришга мажбур қилади ва товуш образини ву- жудга келтиради, у эса микрофондаги мембрананинг тебраниши натижасида электр импульсга — масофага узатиладиган сигналлар- га айланади. Бунда сигналлар изоморфизм талабларини қонди- риши керак. *Изоморфизм* деганда физик нуқтаи назардан турлича бўлган жараёнларнинг узатилаётган маълумотларнинг мазмуни сақланадиган бузилмайдиган мослиги тушунилади. Изоморфизмнинг бузилиши ахборот маъносининг бузилишига олиб келади. Изомор- физмнинг бузилиши натижасида ҳам, ташқи таъсирлар натижасида ҳам сигналлардаги бузилишлар *шовқин* деб аталади.

Узатилувчи сигналлар аҳамиятига қараб *ташиштирувчи*, яъни бирор ахборотни маълум қилувчи ва бажарувчи, яъни ҳаракат учун аниқ бир буйруқ қўринишдаги турларга бўлинади. *Дискрет* ва *уз- луксиз* сигналлар фарқланади. Дискрет сигналларга Морзе аппара- ти ёрдамида узатилувчи сигналлар ёки рақамларнинг ток импульс- лари ёрдамида узатилиши мисол бўла олади, узлуксиз сигналлар- га занжирдаги кучланишни ҳароратнинг ўзгаришига мос равишда ўзгартириш мисол бўла олади.

Ҳар қандай маълумот физик табиатга эга бўлган содда сигнал- лар комбинациясида ташкил топади. Бундай сигналларнинг тўлиқ тўплами *алфавит*, битта сигнал *алфавит ҳарфи* дейилади. Маълу- мотни узатиш учун уни аввало бирор алфавит ёрдамида ифодалаш керак, бошқача қилиб айтганда кодлаш керак. *Кодлаш* деб берил- ган бу маълумотни маълум бир алфавит ёрдамида ифодалашга, яъни сигналларни характерловчи параметрлар билан ахборот ўрта- сида бир қийматли мосликни ўрнатишга айтилади. Бу маълумот- ни бошқа алфавитга ўтказиш *қайта кодлаш* деб аталади, маълумот- ларнинг маъносини очини эса *декодлаш* деб аталади.

Хўжалик ва плмий ҳаётда маълумотларни узатиш учун кодлаш- ни инсон бажаради. Бироқ табиат кодлашнинг табиий усуларини ҳам яратган. Бундай усуллар фан учун катта қизиқиши уйғотади: мисол тариқасида она қоринидаги чақалоқ ҳужайрасидаги катта ёш- даги одам организми ҳақидаги ирсий ахборотни ўрганиш усулини келтириш мумкин. Кодлашнинг қўллапилиши катта ҳажмдаги ах- боротларни катта бўлмаган алфавит ёрдамида узатишга имкон бе- ради. Исталган ахборотни икки белги (0,1) ёрдамида кодлаш мум- кин экан. Бундай код *иккили код* деб аталади.

Ҳар қандай сигнални узатиш учун энергия сарфланади, бироқ, узатилаётган ахборотнинг миқдори ва унинг маъноси сигналнинг энергиясига боғлиқ бўлмайди. Боз устига кам энергияли сигналлар кўп ҳолларда шундай маълумотни берадими, унинг натижасида кўп энергия сарфланишини талаб қиладиган жараён вужудга келиши мумкин. Масалан, атом портлаши улаш тугмасини босиш билан вужудга келади, яъни бировнинг қандайдир ахлоқсизлиги ҳақидаги

одни ахборот жуда катта таъсирланишни юзага келтириши мумкин. Кибернетикада ахборотни узатишга қанча энергия сарфланишининг аҳамияти бўлмай у ёки бу боғланни канали бўйича қанча ахборот узатиш мумкинлиги масаласи катта аҳамиятга эга. Ахборотнинг миқдорини ҳисоблаш учун, худди арифметик мисолларни ечаётганда конкрет буюмларни ўйланмаганидек, маълумотларнинг маъносини эсдан чиқариш керак. Масалан, 2 ва 3 сонларини қўшишда 5 сонни ҳосил бўлади, бунда қандай нарсалар: олмаи, ракетами ёки юлдузми қўшилаётганининг аҳамияти йўқ.

Ахборот миқдори қандай ҳисобланади? Уқорнида айтилгандек, агар ахборот бизнинг билмаслик даражамизни камайтирсагина яъни уни йнгиши жараёни бизнинг объектни билиш ҳақидаги маълумотимизни оширгандагина аҳамиятга эга бўлади. Агар мумкин бўлган реал ҳодисалар тўпламидан бирор аниқ ҳодисалар ажратилса, маълумотда ахборот бўлади. Масалан, шифокор касаллик варақасини ўқир экан, у беморнинг касалликлари ҳақида ахборот олади: турли касалликларнинг жуда кўп тури ичидан бемор бошидан кечирган касалликлар ажратиб кўрсатилган бўлади. Маълум бўлган ҳодиса ҳақидаги маълумот ҳеч қандай ахборотга эга бўлмайди; масалан маълумотли киши учун ойнинг 15-қушидан кейин 16-қуши келиши ҳақидаги маълумот ҳеч қандай ахборот бермайди.

Ҳодиса қанчалик кўп эҳтимолликларга эга бўлса, у ҳақидаги маълумотлар ахборотга шунчалик бой бўлади. Масалан, олти ёқли ўйин суягини ташлаганда ёки икки ёқли тангани ташлагандагига қараганда кўпроқ ахборотга эга бўлинади, чунки биринчи ҳол иккинчи ҳолга нисбатан кўп тенг эҳтимолликларга эга. Ахборот миқдори эҳтимолликка тескари нисбатда ўзгаради, дейишади.

Маълум бир ҳодисанинг ноаниқлик ўлчами эҳтимолликдир, шунинг учун ахборотни миқдорий баҳолаш эҳтимоллик назариясининг асосий тушунчаларига боғлиқ деб фараз қилиш керак. Ҳақиқатан, ахборотни ҳисоблашнинг замонавий усули маълумотларини қараб чиқишда эҳтимоллик бўйича ёндошишга асосланган.

Замонавий ахборотлар назариясида қўлланилаётган, Шеннон таклиф этган биргина маълумотдаги ахборотлар сонини ҳисоблаш усулини кўриб чиқайлик.

Ахборот миқдори ўлчовини маълум бир кутпалаётган ҳодисанинг ноаниқлигининг ўзгариши сифатида топши мумкин. Фараз қилайлик, « k » та бир хил эҳтимолли содир бўладиган ҳодиса мавжуд бўлсин. Бу ҳолда биргина ҳодисанинг ноаниқлик даражаси « k »га боғлиқ бўлади: $k=1$ бўлганда, эҳтимоллий ҳодисани олдиндан айтиш аниқ бўлиб, ноаниқлик нолга тенг бўлади; агар k катта бўлса, ҳодисани олдиндан айтиш қийин, бунда ноаниқлик даражаси каттадир.

Демак, изланаётган $f(k)$ функция (ахборот миқдори ўлчови ёки ноаниқликнинг ўзгариши даражаси) $k=1$ бўлганда нолга тенг бўлиб, k ўсганда у ҳам ўсади.

Бундан ташқари f функция яна бир шартни қаноатлантириши лозим. Фараз қилайлик, бир-бирига боғлиқ бўлмаган иккита кузатиш олиб борилаётган бўлсин, уларнинг бири k та тенг эҳтимолликка, иккинчиси эса l та тенг эҳтимолликка эга бўлсин. Албатта, биринчи ва иккинчи тажрибаларда тасодифий ҳодисаларнинг биргаликда содир бўлишидаги $f(kl)$ ноаниқлик $f(k)$ ва $f(l)$ дан каттадир ҳамда ҳар бир тажрибада чиқадиган ноаниқликлар йнгилисига тенгдир:

$$f(kl) = f(k) + f(l). \quad (4.1)$$

Формуланинг чап томонида $f(kl)$ функция келтирилган бўлиб, у $k \cdot l$ кўпайтмасидан тузилган функциялар ва икки тасодифий ҳодисаларнинг бир вақтда содир бўлиши билан боғлиқдир.
(4.1) формулага $f(k) = \log_a k$ логарифмик функция мос келади:

$$\log_a kl = \log_a k + \log_a l. \quad (4.2)$$

Бундан ташқари, топилган функция $\log_a 1 = 0$ шартни қаноатлантиради ва k ортиши билан ўсади.

Логарифмларнинг асосларига боғлиқ ҳолда бир системадан иккинчи системага ўтиш $\log_a k$ функцияни ўзгармас кўпайтувчига кўпайтиришга келтирилгани учун логарифмнинг асоси ҳал қилувчи роль ўйнамайди ва у фақат ахборотлар миқдори бирликларини тавлашга таъсир қилади.

Шундай қилиб, $\log_a k$ функцияни k тенг эҳтимолли натижаларда ноаниқлик ўлчови (ахборот миқдори) деб ҳисоблаймиз. Ҳар бир натижанинг (ҳодисанинг) содир бўлиши эҳтимоли $p = p_1 = p_2 = p_3 = \dots = p_k = \frac{1}{k}$ га тенг.

Турли тасодифий ҳодисаларнинг ноаниқликлари қўшилгани учун ҳар бир натижанинг ноаниқлиги қўйидагига тенг бўлади:

$$\frac{1}{k} \log_a k = -\frac{1}{k} \log_a \frac{1}{k} = -p \log_a p. \quad (4.3)$$

турли p_1, p_2, \dots, p_k эҳтимоллиқдаги натижаларга эга бўлган тажрибада ҳар бир алоҳида ноаниқлик ўлчови (4.3) бўйича ёзилади:

$$-p_1 \log_a p_1, -p_2 \log_a p_2, \dots, -p_k \log_a p_k,$$

бутун тажрибанинг ноаниқлик ўлчови эса шу ноаниқликларнинг йиғиндиси каби қаралади:

$$H = -\sum_{i=1}^k p_i \log_a p_i. \quad (4.4)$$

Бу эҳтимоллиқ логарифмининг ўртача қийматидир. Больцман формуласига ўхшаш [(12.20) га қар.] H — энтропия ёки ахборотли энтропия деб аталади. Бу миқдорни ахборот ўлчови сифатида қараш мумкин.

(4.4) ни экстремумга текшириб, тенг эҳтимолли ҳодисалар энг кўп ноаниқликка эга бўлишини топамиз. Бундай ҳолларда синов энг кўп ахборот беради:

$$H_{\max} = -\left(\frac{1}{k} \log_a \frac{1}{k} + \frac{1}{k} \log_a \frac{1}{k} + \dots\right) = \log_a k. \quad (4.5)$$

Икки тенг ҳуқуқли тасодифий ҳодисанинг хусусий ҳолида маълумотда олинган ахборотлар сони қўйидагига тенг бўлади:

$$H = -\left(\frac{1}{2} \log_a \frac{1}{1} + \frac{1}{2} \log_a \frac{1}{2}\right) = \log_a 2 \quad (4.6)$$

Ахборот миқдори бирлигини танлаш учун $a=2$ деб оламиз, у ҳолда (4.6)дан қўйидагини ҳосил қиламиз:

$$H = \log_2 2 = 1.$$

Ахборотнинг бу миқдори бит деб олинади (бит-икки тенг эҳтимолли ҳодисанинг бири ҳақидаги маълумотда бор бўлган ахборотдир).

(4.5) да $a=2$ қабул қилиб, ахборотлар миқдорини ҳосил қиламиз:

$$H = \log_2 k$$

(4.7)

у битда ифодаланади.

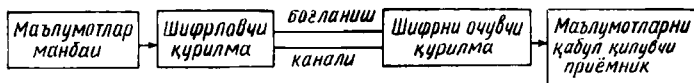
Мисол

Ўйин суягини ташлаганда 1 тушишида олинадиган ахборот миқдорини ҳисоблаймиз. Бунинг учун (4.7) дан фойдаланиб,

$$H = \log_2 6 \approx 2,6 \text{ битни ҳосил қиламиз.}$$

Ахборот тушунчаси кибернетикада муҳим аҳамиятга эга, чунки ҳар қандай бошқариш жараёни ахборотни қабул қилиш, йиғиб бериш ва узатиш билан боғлиқ. Моддий дунёнинг умумий хоссаларини акс эттириб, ахборот назарияси фалсафий категория тарзида иштирок этади.

Ахборот жараёнлари ҳар қандай бошқариш системасининг ишлашида-ирсият белгиларининг ўтиши жараёнидан тортиб то одамнинг ва машиналарнинг ўзаро мулоқоти жараёнигача — ўринли



4.2-расм.

бўлади. Физикада энергия ёрдамида ҳаракатнинг бир турдап бошқа турга ўтишининг ўлчови аниқлангани каби, кибернетикада ахборот моддий дунёни акс эттирувчи жараёнларнинг ўлчови ҳисобланади.

Юқорида айтилганидек, ахборот сигналлар ёрдамида боғловчи каналлар орқали узатилади. Манбадан қабул қилувчи элементлар (сезги органлари, микрофонлар, фотоэлементлар ва ҳоказолар) олган ахборот кодловчи қурилмада узатиш учун қулай шаклга, масалан, электр сигналига айлантирилади ва боғлашнинг канали бўйлаб приёмникка узатилади, унда эса ахборот декодланади, масалан, товушга айлантирилади ва тингловчига етказилади. Ахборот узатишнинг умумий схемаси 4.2-расмда тасвирланган.

Пировардида ахборот назариясининг баъзи бир миқдорий ифодалари ҳозирча тиббиёт кибернетикасида тадбиқ қилинмаётганини айтиб ўтамиз. Бу ҳол тиббиёт фанининг умумий ҳозирча кўп жиҳатдан сифатий белгиларига боғлиқ.

4.4-§. БОШҚАРИШ ВА ТАРТИБГА СОЛИШ

Кибернетик системаларнинг ҳолатини мақсадга мувофиқ ўзгартиришни таъминлаш учун бошқариш зарур.

Бошқариш — кибернетик системага (объектга) уни ишлатиш мақсадида ёки берилган программага мос ҳолда, таъсир қилишдир. Қисқача қилиб айтганда бошқариш — берилган мақсадга эришиш учун объектга таъсир қилишдир.

Бошқариш мақсадлари турлича бўлиши мумкин. Энг содда ҳолларда бу масалан, қандайдир параметрни (хонадаги намликни, ҳароратни) ўзгармас ҳолатда сақлаб туришдир. Мураккаброқ кибернетик системаларда эса бошқаришнинг мақсади ўзгараётган шароитларга мослашиши, масалан, биологик индивидумнинг ўзгарувчан яшаш муҳитига мослашиши бўлади.

Турли табиатли объектларни бошқариш схемаси органик дунё учун ҳам (бунга жонли организмдаги бошқариш механизмлари ва биологик эволюция механизми киради), ноорганик дунё учун ҳам (то электрон ҳисоблаш машиналари ва космик кемаларни бошқаришга) умумий эканлиги аниқланган.

Бу ўхшашлик узоқ давом этган эволюция натижасида тараққий қилиб борган тирик система билан соддароқ бўлган ва камроқ тақомиллашган техник қурилмаларни муқояса қилиш имконини беради.

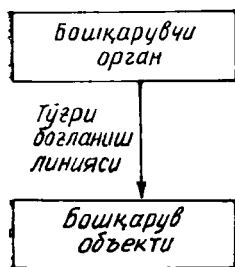
Биологик бошқариш системаларини тадқиқ қилиш ва уларни техник системалар билан муқояса қилиш бир томондан, янада мураккаб техник қурилмаларни яратиш учун янги принципларни топишга имкон яратса, бошқа томондан, биологик объектлар ва жараёнлар асосидаги бошқариш принципларини тушунишга имкон беради. Масаланинг биринчи томони бионика деб аталувчи янги илмий йўналишнинг мазмунини ташкил қилади.

Ҳар қандай бошқариш системасида бошқарувчи орган ва бошқарилувчи объектни, шунингдек, улар орасидаги боғланиш йўллари (боғланиш каналларини) фарқлаш зарур. Бошқарувчи орган кибернетик системанинг жуда муҳим қисми ҳисобланади. *U* бошқарувчи система ҳисобланиб, қабул қилинган ахборотни қайта ишлайди ва бошқарувчи таъсирларни ишлаб чиқади. Ахборотни қайта ишлаш жараёнлари турли тиббий ва сунъий системаларда амалга оширилади. Буларга тафаккур, автоматлаштирилган системаларда ахборотнинг қайта ишланиши, биологик турларнинг эволюцияси натижасида ирсий ахборотнинг ўзгариши ва шу кабилар киради. Бошқарувчи таъсирлар объектларга тегишли эффекторлар ёрдамида берилади. Боғланиш (алоқа) ахборот ташувчи ва сигналдан иборат бўлган физик жараёнлар ҳисобига амалга оширилади. Бошқариш объекти сигнални қабул қилгач, тегишли ҳолатга ўтади.

Энг қизиқарлиси бошқаришнинг белгиланган мақсадларига эришишни таъминловчи операциялар ишончли равишда, олдиндан берилган алгоритмга кўра амалга оширилади. Бундай вариант *автоматик бошқариш* деб аталади.

Автоматик бошқаришнинг бошқача кўринишларига *автоматик тартибга солиш* киради. Бу термин бошқаришдан мақсад автоматик равишда доимийликда сақлаш ёки бошқарилувчи (тартибга солинувчи) ва объектнинг физик миқдорларини талаб қилинган қонун асосида ўзгартиришни автоматик равишда таъминлаш бўлганда ишлатилади. Бундай ҳолларда бошқарувчи орган *тартибга солиувчи (регулятор)* деб аталади.

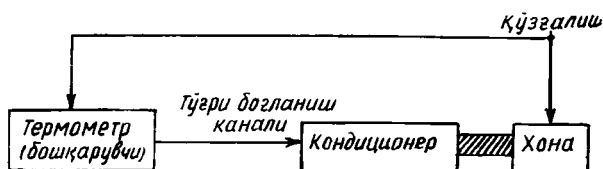
Агар бошқарувчи система бошқариш объектдан ахборот олмаса



4.3-расм.

ёки уни ҳисобга олмаса, у ҳолда у *очиқ система* деб аталади. Бундай бошқариш схематик равишда 4.3-расмда тўғри боғланиш канали (чиизиғи) кўрсатилган ҳолда тасвирланган. Бундай бошқариш светофорда, ЭҲМ да, генетик системада ишлатилади.

Очиқ системалар режимида автоматик бошқариш (тартибга солиш) таъсирланишига кўра амалга оширилади. Буни хонада комфорт ҳароратни таъминловчи қурилма мисолида тушунтирамиз (4.4-расм). Бунда тартибга солувчи объект кондиционер ҳисобланади. Ўзгаришлар (ташқаридаги ҳавонинг ҳарорати) регуляторга (махсус термометрға) таъсир қилади ва хонадаги ҳаво ҳароратига таъсир қилади. Термометр ўзгаришларга қараб кондиционерга иситиш ёки совутиш режимида ишлаши учун сигнал беради. Хонага тегишли ҳароратли ҳаво берилади. Бу системада хонадаги ҳавони иситиш ёки совутиш хонадаги ҳаво ҳароратига эмас, балки ташқи муҳит ҳароратига боғлиқ бўлиши муҳимдир.



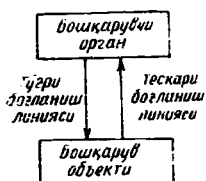
4.4-расм.

Тескари боғланишли бошқариш системалари — ёпиқ бошқариш системалари (4.5-расм) анча кенг тарқалган ва самарали системалардир. Бунда бошқарувчи орган системанинг бошқа ташқи объектларидан олинган ахборотни ҳам, боғланиш йўллари орқали бошқариш объектларидан олинган ахборотни ҳам қайта ишлайди.

Тескари боғланиш деб системанинг (элементнинг) чиқишидан таъсирни ёки ахборотни унинг киришига узатишга, хусусан бошқариш объектнинг бошқарилувчи органга таъсирига айтилади.

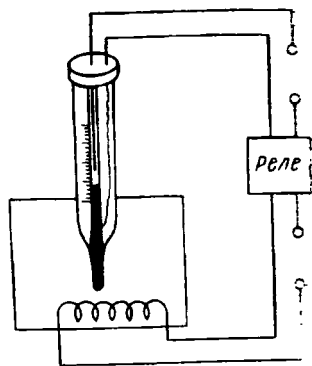
Мусбат ва манфий тескари боғланишлар фарқ қилинади. Мусбат тескари боғланишда жараёнинг натижалари боғланишни кучайтиришга ҳаракат қилади. Техник қурилмаларда мусбат тескари боғланишлар системаси бошқа мувозанат ҳолатларига ўтишига ёрдамлашади ёки кучли жараёнларни вужудга келтиради. Манфий тескари боғланишлар жараёнинг ривожланишига, ўзгаришига қаршилик қилиб, уларни барқарорлаштиради. Манфий тескари боғланишлар бошқаришнинг ёпиқ системаларида ишлатилади.

Манфий тескари боғланишли техник система сифатида контактли термометр ишлатиладиган



4.5-расм.

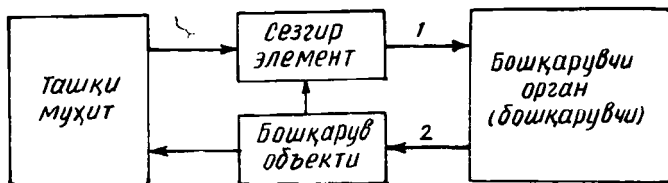
термостатнинг терморегуляторини кўриб чиқамиз (4.6-расм). Ҳарорат белгиланганидан паст бўлганда термометрдаги симоб устунчаси реле занжиридаги контактни узади, у иситувчи асбобни улайди ва ҳарорат кўтарилади. Ҳарорат нормадагидан юқори бўлганда эса симоб устунчаси реле занжирини улайди ва иситувчи асбоб узилади. Кўриб чиқилган система термостатдаги ҳароратнинг маълум интервалда сақлаб турилишини таъминлайди. Бу мисол четлашлар асосида автоматик бошқаришни (тартибга солишни) ўзида акс эттиради.



4.6-расм.

Манфий тескарп бажаришли кибернетик системаларга (ёпиқ бошқариш системаси) ўз-ўзини бошқарувчи (ўз-ўзини тартибга солувчи) системалар киради. Ўз-ўзини бошқарувчи системага, масалан, ҳайвон организми киради, унда мустақил равишда қоннинг ўзгармас таркиби, ҳарорат ва бошқа параметрлар сақланиши таъминланади. Ҳайвонлар группасидан ва йиртқиқлардан тузилган система, масалан, қуёнлар ва бўрилар ҳам ўз-ўзини тартибга солувчилар системасига киради. Бўрилар сонининг ошиб бориши овуқат (қуёнлар) сонининг камайишига олиб келади, бу эса ўз навбатида бўрилар сонининг камайишига, бундан эса қуёнлар сонининг ортишига шароит яратади ва ҳоказо. Натижада агар бошқа факторлар (бўриларнинг отилиши, қурғоқчилик ва бошқалар) ҳисобга олинмаса, бу системада қуёнлар ва бўрилар сони маълум бир даражада сақланиб туради.

Бундай турдаги ўзини тартибга солиш системаси схемасини қуйидаги қисмлардан тузилган деб фараз қилиш мумкин (4.7-расм); ташқи муҳитга таъсир кўрсатувчи бошқариш объекти, ташқи муҳитдан ёки бошқариш объектида юз берувчи ўзгаришлар натижасида бошқариш объектида рўй бераётган ўзгаришлар натижасида ахборот олувчи муайян сезгир элемент ҳамда бошқарувчи орган (регулятор). 1 — канал бўйлаб регуляторга бирламчи хабар берувчи ахборот келади, 2 — канал бўйлаб эса бажариш объектига бошқарувчи ахборот келади. Ташқи муҳит ва сезгир элемент орқали тескари боғланишлар амалга оширилади. Ўз-ўзини бошқарувчи системаларни ўрганish масалалари физиология ва биологиянинг қизиқарли соҳаларидандир.



4.7-расм.

Оптималь бошқариш системалари ҳам мавжуд бўлиб, уларнинг мақсади маълум бир миқдорнинг экстремал (минимал ёки максимал) қийматини ташқи муҳитнинг ҳолатини ва бошқарувчи сигналларнинг таъсирини ҳисобга олган ҳолда маълум даражада тутиб туришни таъминлашдир. Бундай тартибга солишга энг содда мисол тариқасида ҳавонинг намлигига мос ҳолда ҳароратни таъминловчи кондиционерни келтириш мумкин. Бошқаришнинг оптималь системаси шу ҳолларда ҳам ўринлики, бунда системанинг иши тартибга солинмайдиган параметрларнинг ўзгаришида тартибга солинувчи параметрларни максимал ва минимал қийматда сақлашга келтирилади.

Бошқариш масалалари янада муфассалроқ равишда бошқарувчи системаларнинг алоҳида назариясида кўриб чиқилади. Унинг асосига қўйилган асосий принциплар тескари боғланишлар ва бошқаришнинг кўп погоналилигидир. Тескари боғланиш кибернетик системага аниқ ҳолатларни ҳисобга олишга ва уларни зарур ҳолат билан мослаштириш имконини беради. Бошқаришнинг кўп погонали схемаси кибернетик системаларнинг ишончлилигини ва мустақамлигини белгилайди.

4.5-§. МОДЕЛЛАШТИРИШ

Турли билим соҳаларида реал системаларни ва жараёнларни текширишда моделлардан фойдаланилади.

Модель — ақл билан кўра билиш ёки моддий жиҳатдан жорий қилинган, исталган табиатли объект бўлиб, у тадқиқ қилиш ёки ўрганиш учун керак бўлган ҳодисаларни, жараёнларни ёки системаларни келтириб чиқаради. Ҳодисаларни, жараёнларни ва системаларни тадқиқ қилишда уларнинг моделларини ясаш ва ўрганишга асосланган усул *моделлаштириш* номини олди.

Шундай қилиб, ҳозирги вақтда моделлаштириш деганда планининг моделини яратиш каби буюмларнинг нусхасини кўчирувчи буюмли моделлашгана тушунилмай, балки ҳодисаларнинг ва объектларнинг чуқур мазмунини билишнинг илмий тадқиқот олиб боришдаги илмий методи деб қаралади. Моделлаштиришнинг асоси моддий дунёнинг ва материянинг атрибутлари — фазо ва вақт, шунингдек материянинг ҳаракат принципларининг бirlлигидадир.

Кибернетикада моделлаштириш асосий билиш қуролидир. Бу эса кибернетиканинг абстрактлиги, кибернетик системаларининг умумийлиги ва турли системаларни бошқариш билан шартланади. Аслида 4.3—4.7-расмларда келтирилган схемалар турли бошқариш системаларининг энг содда моделларидир. Бу параграфда моделлаштириш масалалари ўқувчиларнинг қизиқиши тиббий ва биологик йўналишда эканлигини ҳамда бу методнинг универсаллигини ҳисобга олиб кибернетика доирасидан кенгроқ доирада кўриб чиқилган. Қуйида моделларнинг асосий турлари: *геометрик*, *биологик*, *физик* (*физик-химик*) ва *математик* моделлар устида тўхталиб ўтамыз.

Геометрик моделлар — уларнинг энг содда туридир. Бу аслидан

ташқи кўринишнинг нусхасидир. Анатомия, биология ва физиологияни ўқитишда фойдаланиладиган муляжлар геометрик моделлардир. Турмушда геометрик моделлар билиш мақсадларида ёки декоратив — кўнгиш очиш мақсадларида (автомашина, темир йўл, бино, қўғирчоқ ва бошқаларнинг моделлари) фойдаланилади.

Биологик (физиологик) моделларни яратишдан мақсад, лаборатория шароитида синалаётган ҳайвонларда маълум бир касаллик ҳолатини акс эттиришдир. Тажрибада касалликнинг келиб чиқиш механизмлари, унинг ўтиши, организм ҳолатини ўзгартириш учун зарур бўлган таъсирлар ўрганилади. Бундай моделларга сунъий ҳосил қилинган инфекцияли жараёнлар, органларни гипертрофлаш, генетик бузилишлар зарарли ўсимталар, сунъий невроз ҳолатини яратиш ва ҳар хил эмоционал ҳолатлар киряди.

Бундай моделларни яратиш учун тажриба ўтказилувчи организмга ҳар хил таъсир қилинади: микроблар билан заҳарлаш, гормонлар киритиш, овқат таркибини ўзгартириш, периферик нерв системаларига таъсир қилиш, шароитни ўзгартириш ҳамда яшаш шароитини ўзгартиришлар ва бошқалар билан таъсир қилинади.

Биологик моделлар биология, физиология, фармакология ва генетика учун жуда муҳимдир.

Физик ва физик-химиявий моделларнинг яратилиши физик ва химиявий усуллар ёрдамида биологик тузилмаларни, функцияларни ёки жараёнларни яратишга асосланган. Физик-химиявий моделлар, биологик моделларга қараганда кўпроқ идеаллаштирилган бўлиб, моделлаштириляётган биологик моделларга жуда кам ўхшайди.

Биринчи физик-химиявий моделлардан бирига мисол тариқасида тирик тўқиманинг ўсиш моделини келтириш мумкин (1867), унда ўсиш жараёни CuSO_4 кристалларини сувли эритма $\text{Cu}[\text{Fe}(\text{CN})_6]$ да ўстириш билан акс эттирилган эди. Бу содда модель моделининг ташқи, асосан сифат жиҳатдангина аслига ўхшашлигига асосланган.

Миқдорий ўхшашликларга асосланган моделлар анча мураккаб бўлиб, улар электрофизиологиядан кузатишлар натижаларида фойдаланган ҳолда электротехника ва электроника принциплари асосида қурилган.

Яратилган моделлар ҳайвонларнинг баъзи бир хулқи актларини акс эттира оладиган электрон бошқарувчи механик машиналарни яратишда қўлланилади (шартли рефлексларни, хотирани яратиш, тормозлаш ва бошқалар). Бу машиналарнинг кўринишини яхшилаш мақсадида уларнинг ташқи кўринишини ҳайвонларга — сичқонга, тошбақага, олмахонларга ўхшатиб ясалади.

Амалий нуқтаи назардан тўқималарнинг, органларнинг ёки тўлиқ организмнинг яшаш шароитининг физик-химиявий моделларини яратиш муҳимдир. Ҳосил қилинган сунъий эритмалар алоҳида органларнинг ва тўқималарнинг организмдан ажралган ҳолда яшаш шароитини акс эттиради.

Сунъий биологик мембраналар уларнинг ионларга нисбатан ўтувчанлигининг физик-химиявий табиатини ва унга таъсир қилувчи ташқи факторларни ўрганишга шароит яратади.

Биологик объектларнинг математик моделлари реалга ўхшаш идеаллаштирилган жараёнларнинг ва системаларнинг аналитик ифодасидир.

Табиатда идеал жараёнлар ва системалар бўлмайди, ammo олнган натижалар маълум чегарада реал жараёнларда ва системаларда қўлланилиши мумкин. Чунки, улар идеал система ва жараёнлар билан умумий хоссаларга эгадир. Бундай абстракциялар усули физикада ҳам қўлланилади.

Математик моделлар экспериментал маълумотлар асосида (моддий ёки предметли моделлаш) ёки мушоҳада қилиш йўли билан гипотезадан ёки бпроф ҳодисанинг маълум қонуниятидан фойдаланган ҳолда ясалади. Бунда иккинчи, назарий моделлаш тажриба асосида текшириб кўришни талаб қилади.

Назарий моделлаштиришлар тажриба ўтказиш ниҳоятда қийин ёки умуман мумкин бўлмаган ҳолда айниқса фойдалидир. ЭЎМ да экспериментда ишлаб чиқарилиши қийин бўлган биологик жараённинг математик моделларини ҳар хил вариантларда ечиш жараёнларнинг шароитга қараб ўзгаришини, янги ҳодисаларнинг келиб чиқишини олдиндан кўра билиш имкониятини беради. Масалан, релаксацон тебранишлар назариясига асосланган. Юрак фаолияти моделини тадқиқ қилиш одамда юрак ритмининг бузилишини олдинда кўра билишга имкон берди ва бу кейинчалик аниқланди.

Кўп ҳолларда физик жиҳатдан турлича бўлган моделлар учун бир хил дифференциал тенгламалар келиб чиқади. Масалан, сўнувчи механик (7.5-§ га қ.) ва электр (18.1-§ га қ.) тебранишлар бир хил дифференциал тенглама билан ифодаланади. Бунга В. И. Ленин ўз вақтида аҳамият бериб: «Турлича соҳаларга тегишли бўлган жараёнларни ифодаловчи дифференциал тенгламаларнинг ўхшашлиги табиатнинг ҳайратлантирувчи даражада бирлигини тасдиқлайди», деган эди*. Бундай ҳол ўхшашликлардан математик моделларда кенг фойдаланиш имкониятини яратади, тегишли моделлар эса *тўғридан-тўғри ўхшашликларнинг предметли математик моделлари* деб аталади.

Ҳодисаларни математик моделлаштириш ёрдамида ўрганиш тўрт босқичга бўлинади.

Биринчи босқич моделлаштириладиган объектларни ажратиш ва уларни боғловчи қонуниятларни ифодаланидан иборатдир. Бу босқич моделлаштириладиган объектлар ўртасидаги боғланишларни математик терминлар асосида ёзиб чиқиш билан тугайди.

Иккинчи босқичда математик моделдан келиб чиқадиган математик масалалар тадқиқ қилинади. Бу босқичнинг асосий мақсади тўғри масалани ечиш, яъни тажриба ёки кузатишлар натижаси билан таққослаш мумкин бўлган маълумотлар олишдир. Қўйилган масалаларни ҳал қилиш учун миқдорий ахборотни олишга имкон берувчи математик аппарат ва ҳисоблаш техникасидан фойдаланилади.

Учинчи босқич илгари сурилган гипотетик модель амалдаги

* В. И. Ленин. Т.А.Т. 18-т., 306-б.

мезонга қай даражада тўғри келишини аниқлашга имкон беради. Бу масаланинг ҳал қилиниши назарий натижалар билан эксперимент натижаларининг бир-бирига мос тушини билан боғлиқ бўлади. Бу босқичда кўпинча тескари масалалар етилади. Бу билан чиқаётган натижалари билан таққослаш асосида моделнинг олдин номаълум бўлган баъзи характеристикалари топилади.



4.8-расм.

Агар модель характеристикасининг ҳеч қандай қийматида чиқаётган ахборотни тажриба натижаси билан мослаш мумкин бўлмаса, тавсия қилинаётган модель яроқсиз бўлади.

Тўртинчи босқичга модель ҳақидаги маълумотларни тўплаш ва уни модернизация қилиш натижасида моделни анализ қилиш киради.

Моделларнинг характерига қараб, улар шартли равишда феноменологик ва структуралли турларга бўлинади.

Феноменологик (функционал) моддалар биологик объектнинг функциясини структурасини ҳисобга олмаган ҳолда характерловчи параметрлар муносабатларини ифодалайди.

Объектлар «қора қути» — ташқаридан кузатувчи учун фақатгина киритилаётган ва чиқаётган миқдорлар маълум бўлиб, ички структура эса номаълум бўладиган система сифатида қаралади (4.8-расм). «Қора қути» усули системанинг ҳолати қизиқиш уйғотганда мураккаб кибернетик системаларни моделлаштириш масалаларини ечишда кенг қўлланилади. Масалан, бош мия тузилишининг мураккаблигини ва унинг структурасига тўғри асбобий таъбиқ қилишдаги таваккалчилик ҳисобга олиниб, бош мияни «қора қути» сифатида тадқиқ қилиш мақсадга мувофиқдир. Бунини амалга ошириш учун, одамнинг ақлий имкониятларини, унинг товушга, нурга ва ҳ. к. ларга реакциясини тадқиқ қилиш керак.

Структуралли моделлар объектларнинг перархик даражасини акс эттирувчи структурани ҳисобга олиб қурилади.

Бунда айрим система элементларининг хусусий функциялари структурага тегишли бўлади. Бундай моделлар биологик системаларнинг хусусиятларини яхши ифодалайди, лекин ҳисоблаш учун жуда мураккаб бўлади.

Моделлар аниқ бир схема ёрдамида тузилади. Олдин моделлаштиришдан мақсад айтилади, сўнгра системани сифат жиҳатдан ифодаловчи гипотеза айтилади, моделнинг турини ва математик ўсиши ахборотнинг мақсади ва хилига боғлиқ ҳолда танланади. Охириги босқич моделни яратиш ва уни яхшилаш мақсадида объект-система билан таққослашдан иборат.

Бу параграфнинг асосий мақсади биологик ва тиббий кибернетика билан қисқача таништириб ўтишдир. Бу масалалар бошқа ўқув фанларида янада муфассал баён қилинган: биологик кибернетика нормал физиология курсида, тиббиёт кибернетикаси — клиник фанларда ва социал гигиена ҳамда соғлиқни сақлашни ташқиқ қилиш курсида тўлиқ келтирилган.



Василий Васильевич
Парин
(1903—1971)

Совет олим, мамлакатимиз биологик ва тиббий кибернетикасининг асосчиларидан бири

Биологик кибернетика илмий йўналиш бўлиб, унда кибернетик ғоялар, усуллар ва техник асбоблар биология ва физиология масалаларини ечиш мақсадида қўлланилади. Биологик кибернетикани назарий ва амалий қисмлардан иборат деб қараши мумкин.

Назарий биологик кибернетиканинг асосий вазифаси ахборотни бошқаришнинг, сақлашнинг, қайта ишлашнинг ва узатишнинг асосий масалаларини ўрганишдан иборат. Амалий биологик кибернетиканинг муҳим усулларидан бири структураларни ва биологик системаларнинг ҳолатини моделлаштириш усулидир.

Бу усулни ривожлантиришга биологик кибернетика алоҳида органларни, уларнинг ички боғланишларини ва ташқи таъсирни акс эттирувчи ясама системаларни конструкциялаш масалаларини ҳам қўшади. Бу йўналишда биологик кибернетика тиббий-кибернетика билан қўшилиб кетади.

Тиббиёт кибернетика илмий йўналиш бўлиб, кибернетика ғояларини, усулларини ва техник воситаларини тиббиётда ва соғлиқни сақлашда фойдаланиш билан боғлайди. Тиббий кибернетикани шартли равишда қуйидаги гурунналарга бўлиши мумкин:

1. *Касалликларни ҳисоблаш диагностикаси*. Бу қисм асосан касалликнинг диагнозини қўйиш учун ҳисоблаш имкониятларидан фойдаланиш билан боғлиқдир.

Исталган диагностика системанинг структураси тиббий хотира (берилган гурунна касалликлари учун тиббий тажриба тўплами) дан ва мавжуд бўлган тиббий тажриба асосида бемордан аниқланган симптомларни ўзаро таққослаш учун шароит яратувчи мантиқий қурилмалардан ташқиқ топгандир. Диагностика ҳисоблаш машиналари ҳам бу структурага яқин туради.

Бемор ҳолатини фойдалаш учун миқдорий усулларни ишлаб чиқариш биринчи қадамлар бўлиб, бунда клиник параметрларни ва белгиларни аниқлаш учун муфассал анализ қилинади. Бунда асосан миқдорий баҳоланиши мумкин бўлган белгилар ажратиб олинади.

Ҳисоблаш диагностикаси учун беморнинг миқдорий ифодаланган физиологик, биохимик ва бошқа характеристикаларидан ташқари клиник синдромларнинг, диагностик белгиларнинг частотаси (Раприор ақтимоллиги) ҳамда уларнинг диагноз қўйишда қўшадиган ҳиссасига қараб фарқланиши ва шу кабилар ҳақида ҳам маълумотлар зарурдир. Бу маълумотларнинг ҳаммаси машина хотира-сида сақланади.

Ҳейинги қадам алгоритмни танлашдир. Машина бемор симптомларини хотирасида ёзилган маълумотлар билан таққослайди.

Ҳисоблаш диагностикасининг мантиқий диагноз қўювчи шифокорнинг мантиқига мос келади: симптомлар тўплами тиббиётнинг олдинги тажрибаси билан таққосланади. Машина янги (номаълум) касалликни аниқлай олмайди. Шифокор бирор янги касалликка дуч келиб қолса, уни ўрганиб чиқиб, унинг белгиларини ёзиб чиқиши мумкин. Бундай касаллик ҳақида тўлиқ маълумотни махсус тадқиқотлар олиб бориш билан аниқлаш мумкин. Бундай тадқиқотларда ЭХМ ёрдамчи роль ўйнаши мумкин.

2. *Даволаш жараёнига кибернетик ёндашиш.* Касаллик аниқлангандан кейин шифокор даволаш усулини белгилайди ва уни амалга оширади, бу иш одатда бир мартагина таъсир қилиш билан тугамайди. Бу эса мураккаб жараён бўлиб, шифокор бемордан қайта-қайта ахборотлар олади ва уларни қайта ишлаб даволашни аниқлаштиради, тўхтатади ёки давом эттиради.

Кибернетик системалар учун бошқарувчи системанинг бошқариш объектига мақсадга мувофиқ таъсир қилишни характерлидир (4.4-§.).

Шифокор беморни бошқаради, шифокор — бемор системаси кибернетик системадир. Шунинг учун даволаш жараёнига ҳам кибернетик нуқтаи назардан ёндашиш мумкин. Бироқ шундай имкониятларнинг мавжудлигига қарамасдан, тиббиётнинг бу асосий қисмига кибернетик ғоялар, усуллар ва техник асбобларнинг қўлланиши паст даражададир.

Ҳозирги вақтда даволаш жараёнига кибернетик ёндашиш шифокорларнинг ишини анча енгиллаштиради, оғир ҳолатдаги беморларни тўғри даволашга, операция вақтида қийинчиликлар вужудга келганда ўз вақтида чоралар кўришга, эдикamentлар (дори-дармонлар) билан даволаш жараёнини ишлаб чиқиш ва контрол қилишга, биобошқарилувчи протезларни яратишга имкон беради.

Бундай ёндашишни қўллашнинг имкониятлари ҳақида қисқача тўхталиб ўтамиз.

Одам организмнинг ҳолатини контрол қилиш инсон фаолиятининг кўпгина соҳаларида (спортда, ишлаб чиқаришда, ўқишда, ҳарбий хизматда) зарур бўлади, лекин алоҳида стресс ҳолатлар ёки масалан, сунъий қон айланиш, вафас олиш қурилмалари ёрдамида операциялар олиб боришда, наркоз ҳолатида, реанимацияда ва ҳоказо ҳолларда ниҳоятда зарурдир.

Бу мақсадларда *оператив шифокор контроли ахборот системалари* (ОШКАС) яратилмоқда; улар тиббий-биологик ахборотларни қабул қиладилар, беморнинг функционал ҳолатини автоматик

аниқлайдилар, организм фаолиятидаги четлашишларни қайд этадилар, касаллик диагнозини аниқлайдилар, ҳаёт учун зарур жараёнларни ростиловчи қурилмаларни бошқаради.

Шифокорнинг оператив контроль вазифасига оғир касалларнинг ҳолатини кузатиш системалари (монитор системалар) ёрдамида текшириш, экстремал ҳолатлар (стресс ҳолат, муаллақлик вазияти, гипербарик шароит, кислороди камайтирилган муҳит)даги одамларнинг ҳолатини кузатиш қиради.

Интенсив парварши қилиш принципини амалга ошириш бемор ҳолатини автоматик узлуксиз контроль қилувчи ва юз бераётган ўзгаришларни маълум қилиб тура оладиган комплексни яратиш билангина мумкиндир.

Беморни операция қилиш вақтида бемор ҳақида оператив ва аниқ маълумотларни олиш алоҳида катта аҳамиятга эга. Операция давомида бемор ҳолатини ифодаловчи жуда кўп (1000 га яқин) турли параметрлардан фойдаланилади. Бундай кўп параметрларни жуда қисқа вақт ичида таҳлил қилиб чиқини ва уларнинг ўзгаришини кузатиб бориш шифокор учун амалий жиҳатдан бажарилиши мумкин бўлмаган ишдир. Бундай ҳолларда ЭХМ ёрдамга келади, чунки ЭХМ дан фойдаланилганда, касаллик варақасидаги маълумотларни унинг хотирасига олдиндан ёзиб қўйини, дорилар ҳақидаги маълумотларни ва критик ҳолатларда қўлланиладиган тadbирларни олдиндан ёзиб қўйини мумкин.

Операция қилинадиган бемор ҳақидаги умумий маълумотлар ЭХМ га олдиндан киритилади. Кейинги ҳолатлари ҳақидаги маълумотлар бемор операция хонасига киритилгандан кейин киритилади. Беморнинг ҳолатига тааллуқли бўлган маълумотлардан ташқари яна вақт ҳақида, анестезиянинг тури, дозаси ва дорилар ҳақида маълумотлар киритилиб, кейин узлуксиз равишда тиббий биологик параметрлар аниқланиб борилади. Агар бирорта қиймат критик чегарадан чиқа бошласа ЭХМ товуш ёки ёруғлик сигналлари билан хабар беради, қайд қилувчи қурилмага чегарадан чиқишларнинг сабабини тушунтирувчи ва уларни йўқотиш уйулларини характерловчи маълумотларни узатади.

Кибернетиканинг тиббиётда қўлланилишининг имкониятларидан яна бири даволаш жараёнини математик моделлаштириш бўлиб, у оптимал даволаш таъсирларини ҳисоблаб топишга хизмат қилиши мумкин. Масалан, даволашда катта наф берадиган, бемор организмга киритиладиган дори дармонларни танлаш жараёнининг энг оптимал вариантини ҳисоблаб топиш мумкиндир.

Баъзи органларни алмаштирадиган мураккаб протезларни яратишда кибернетик усуллардан фойдаланиш мумкиндир. Буни мисол ёрдамида тушунтирамиз.

Мушакларнинг биотокини тадқиқ қилиш шуни кўрсатдики, уларни мушакларнинг ўзидан ўлчаш мумкинлиги асосида нерв системаси (бошқаруви система)нинг мушаклар (бажарувчи, бошқарилувчи орган)га юбораётган ахборотини аниқлаш имкониятларини беради. Шу нарса ҳам аниқландики, мушакларда биотоклар марказий нерв системасининг буйруқлари

асосида ҳосил бўлиб, бу буйруқлар бажарилмаслиги мумкин, масалан, агар унинг охириги ёки бирор қисми етишмаса.

Мушаклар биотокнинг бундай хусусиятлари бўғимларнинг актив протезларини ишлаб чиқиш имкониятини берди. Одатдаги протез, масалан, оёқ протези функцияларнинг бир қисмини, яъни таянч функциясини вужудга келтиради холос, бошқариш ва координация қилиш функцияси унда йўқдир.

Ҳозирда биоэлектрик бошқарилувчи бўғим протезлари ишлаб чиқилган. Бундай бўғимларни бошқариш учун таркибига биоэлектрикларни қабул қилувчи қурилма, сигнални кучайтирувчи ва протезнинг механик қисмини бошқаришга яроқли бўлган шаклга келтирувчи кучайтиргич ва ўзгартиргич (электродвигатель, редуктор ва ҳоказолар) ҳамда шу протезлар (қўл қапти, бармоқлари товоғ ва ҳоказолар) ни ҳаракатлантирувчи қурилмалар ишлаб чиқилган. Ташқи таъсирларни ясама органлар учун қабул қилувчи ўзгартиргичлар (датчиклар) ёрдамида тескари боғланишлар амалга оширилади; электр сигнални ўзгартиргичда тирик организмнинг нерв системаси қабул қилувчи импульслар каби сигналларга айлантирилиб, перифериядан беморнинг шикастланган бўғимлари териси орқали марказга узатилади.

3. Автоматлаштирилган бошқариш системалари ва уларнинг соғлиқни сақлашни ташкил қилишда қўлланиш имкониятлари.

Олдинги бўлимларда асосан биологик системаларни бошқариш масалаларига аҳамият берилди. «Бошқариш» термини бошланғич маънода кўпроқ «раҳбарлик» деган тушунча бўлиб, хўжаликни бошқариш, ташкилотни бошқариш, яъни аниқ мақсадларни бажарувчи одамлар коллективини бошқариш маъносини ифодалар эди. Бошқаришнинг бундай тушунилиши, сўзсиз, кибернетик тушунча бўлиб, раҳбарликни оптимал бажаришни кибернетик усуллар, техник қурилмаларни кенг қўлланган ҳолда ҳал қилиш мумкин.

Бундай оптимизация қилиш халқ хўжалигини автоматлаштирилган бошқариш системалари (АБС)нинг яратилишига олиб келади.

АБС авъанавий бошқариш формаларидан шу билан фарқ қиладики, унда берилган объектларни мақсадга мувофиқ бошқаришни таъминловчи ахборотларни йиғиш, сақлаш ва қайта ишлашда ҳисоблаш техникасидан, шунингдек, муайян объект (система)ни энг самарали равишда бошқаришни амалга ошириш учун янги организацон принциплардан кенг миқёсда фойдаланилади.

АБС бошқариш объектлари миқёсига мўлжалланганга қараб турличадир: цех участкаси, шифокорнинг хонаси, қабул қилиш бўлими, ташкилот, мактаб, касалхона, соғлиқни сақлаш, саноат тармоқлари, мамлакат халқ хўжалиги ва ҳоказолар учун.

Иерархия даражасига қараб АБС алоҳида системаларга бўлинади. Масалан, амалиётда халқ хўжалигининг исалган соҳасида соҳавий автоматлаштирилган бошқариш системаси (САБС) ни ажратиб мумкин.

Соғлиқни сақлаш халқ хўжалигининг маълум бир соҳасидир, шу сабабли бу соҳани бошқариш учун «Соғлиқни сақлаш» САБС яратилган.

Бундай САБСнинг тафсилотларини тўлиқ ёритмаган ҳолда (бу масалалар тиббий олий билимгоҳларнинг алоҳида курсларида ёритилади) унинг баъзи бир томонларини кўрсатиб ўтамиз.

Исталган САБС моделлар асосида қурилган бўлиб, фақатгина соҳанинг ички боғланишларинигина ҳисобга олиш билан чекланмасдан, соҳалараро боғланишларни, яъни халқ хўжалигининг бошқа барча соҳалари билан боғланишларини ҳисобга олади. «Соғлиқни сақлаш» САБС қўлланиладиган моделлар, профилактика, даволаш (диагностика билан), тиббиёт фани, кадрларни, моддий таъминланишларни бошқариш блоклари кўринишида пфодаланиши керак.

Юқорида санаб ўтилган САБС нинг элементлари (блоклари) системанинг элементлари билан ҳам бошқа системалар билан ҳам боғланган. Буни касалликлар профилактикаси мисолида кўрсатамиз. У аҳолини иммунлаш (эмлаш), тиббий кўриқдан ўтказиш, тиббий маърифат ва бошқаларни ўз ичига олади. Аҳолини тиббий кўриқдан ўтказиш малакали шифокорларни тайёрлаш, аппаратлар билан таъминланганлик ва бошқалар (ички олқалар ва боғланишлар), ишлаб чиқариш ташкилотларининг ҳолати ва ривожланиши аҳолининг географик зоналар бўйича жойлашиши ва бошқалар (мазкур САБС доирасидан ташқарига чиқувчи ташқи алоқалар) билан боғлиқдир.

«Соғлиқни сақлаш» САБС нинг биринчи навбатдаги вазифалари тиббий фаолиятнинг асосий йўналишлари бўйича статистик ахборотни йиғиш ва таҳлил қилиш жараёнларини автоматлаштириш ҳамда бошқаришнинг баъзи жараёнларини муқобиллаштириш масалаларидан иборатдир.

Физиканинг моддий жисмларнинг механик ҳаракатини ўрганувчи бўлими механика дейилади. Жисм ёки унинг айрим қисмларининг фазодаги вазияти вақт ўтиши билан ўзгариб боришига механик ҳаракат дейилади.

Асосида Ньютон қонунлари ётган механика классик механика дейилади. Бу механикада тезликларни ёруғликнинг вакуумдаги тезлигидан кўп мартаба кичик бўлган макроскопик жисмларнинг ҳаракатлари кўриб ўтилади.

Шифокорлар ва биологлар учун бу бўлимдаги масалалар қуйидаги сабабларга кўра мустақил қизиқиш уйғотиши мумкин:

— Спорт ва космик тиббиёт мақсадлари учун бутун организм ҳаракати механикасини, анатомия ва физиология мақсадлари учун одамнинг таянч — ҳаракатлангиш аппаратлари механикасини тушуниш;

— биологик тўқималар ва суюқликларнинг механик хоссаларини билиш;

— шунга ўхшаш қулоқ ва вестибуляр аппарат ишини физик қурилмалар юрак ишини насос каби ва ҳоказо ишлари каби тушуниш;

— ультратовуш таъсири биофизик механизмини ойдинлаштириш;

— тиббий биологик тадқиқотларни амалиётида, масалан, центрифугалашда қўлланиладиган айрим лаборатория ишлари методикасининг физик асосларини тушуниш.

730
410
—
1280

Айланма ҳаракат механикаси



Мураккаб ҳаракатларни, масалан, одам танаси ҳаракатини (юриш, югуриш, сакраш ва ҳоказо) кузатганда, унинг ҳамма нуқталари ҳаракатини тавсифлаш жуда қийин ёки мумкин эмасдек туюлади. Бироқ бундай ҳаракатларни таҳлил қилиш натижасида улар анча содда-илгариланма ва айланма ҳаракатлардан иборат эканини кўриш мумкин.

Илгариланма ҳаракат механикаси ўқувчига маълум бўлгани сабабли ушбу бўлим айланма ҳаракат механикасини кўриб чиқишдан бошланади. Айланма ҳаракатнинг энг оддий кўринишларидан бири, қаттиқ жисмнинг қўзғалмас ўқ атрофидаги айланма ҳаракати ҳисобланади. Бу ҳол айланма ҳаракатнинг ўзига хос хусусиятлари, терминологияси қонуниятлари билан танишишга имконият яратади.

5.1-§. АБСОЛЮТ ҚАТТИҚ ЖИСМНИНГ ҚЎЗҒАЛМАС ЎҚ АТРОФИДАГИ АЙЛАНМА ҲАРАКАТИ КИНЕМАТИКАСИ

Ихтиёрий икки нуқтаси орасидаги масофа ўзгармай қолади-ган жисмга *абсолют қаттиқ жисм* дейилади.

Абсолют қаттиқ жисмнинг шакли ва ўлчамлари унинг ҳаракати давомида ўзгармай қолади. «Абсолют қаттиқ жисм» тушунчаси физик абстракт тушунчадир, ҳақиқатда табиатда бундай жисмлар йўқ, чунки ҳар қандай жисм деформацияланган қобилиятига эга.

Абсолют қаттиқ жисм айланма ҳаракатининг энг оддий ҳолларидан бири — *қўзғалмас ўққа нисбатан айланишдир*. Бу шундай ҳаракатки, унда жисм нуқталари, марказлари айланиш ўқи деб аталган тўғри чизиқда ётувчи айланалар бўйлаб ҳаракатланади.

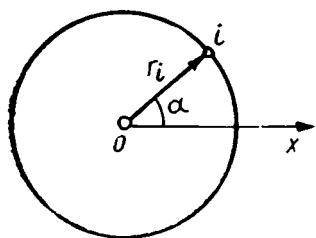
Маълумки, баъзи ҳолларда жисм ҳаракатини характерлаш учун унинг ҳамма нуқталари ҳаракатини кўрсатиш шарт эмас; масалан, илгариланма ҳаракатда жисмнинг ихтиёрий бир нуқтасининг ҳаракатини кўрсатиш етарлидир. Ўқ атрофидаги айланма ҳаракатда жисм нуқталари турлича траектория бўйлаб ҳаракат қилсада, жисмнинг ҳамма нуқталари ва ўзи ҳам тенг вақт ораллиқларида бир хил бурчакка бурилади. Айланма ҳаракатни характерлаш учун ўққа

перпендикуляр бўлган текисликнинг i нуқтасига радиус-вектор r_i ни ўтказамиз (5.1-расм). Бирор ажратилган ОХ йўналишга нисбатан радиус-векторнинг α бурилиш бурчагининг вақтга боғлиқлиги, қаттиқ жисмнинг қўзғалмас ўқ атрофидаги айланма ҳаракати тенгламаси бўлади:

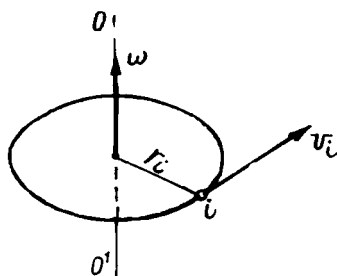
$$\alpha = f(t). \quad | \quad (5.1)$$

Жисмнинг айланиш тезлиги *бурчак тезлик* билан пўдаланиб, радиус векторнинг бурилиш бурчагидан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосиллага тенг:

$$\omega = d\alpha/dt. \quad | \quad (5.2)$$



5.1-расм.



5.2-расм.

Бурчак тезлик айланиш ўқи бўйлаб йўналган вектор бўлиб, у айланиш йўналиши билан ўнг винт қондаси орқали боғланган (5.2-расм). Бурчак тезлик вектори куч ва тезлик векторларидан фарқли равишда сирпанувчи вектордир: унинг маълум бир қўйиш нуқтаси йўқ, шу сабабли у айланиш ўқининг ихтиёрӣ нуқтасида жойлашиши мумкин. Шундай қилиб, ω векторининг берилиши айланиш ўқининг вазиятини, айланиш йўналишини ва бурчак тезлик модулини кўрсатади. Бурчак тезликнинг ўзгариш тезлиги *бурчак тезланиш* билан пўдаланади. У *бурчак тезликдан вақт бўйича* олинган биринчи тартибли ҳосиллага тенг:

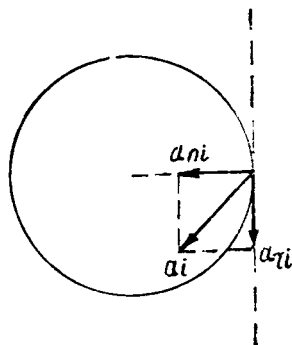
$$\varepsilon = d\omega/dt, \quad | \quad (5.3)$$

ёки вектор кўринишида

$$\varepsilon = d\omega/dt \quad (5.4)$$

Бурчак тезланиш векторининг йўналиши жуда кичик, элементар бурчак тезланиш вектори d нинг йўналиши билан мос келиш (5.4) дан кўришиб турибди: айланиш тезланувчан бўлганда бурчак тезланиш бурчак тезлик йўналиши билан бир хилда, айланиш секинланувчан бўлганда унга қарама-қарши йўналишда бўлади.

Абсолют қаттиқ жисм ҳамма нуқталарининг бурчак сплжишлари бир хил бўлгани сабабли, (5.2) ва (5.3) га асосан бир вақтнинг



5.3-расм.

ўзида жисмнинг ҳамма нуқталари бир хил бурчак тезликка ва бир хил бурчак тезланишга эга бўлади. Чизиқли характеристикалар кўчиш, тезлик, тезланишлар-турли нуқталар учун турличадир. r радиусли айлана бўйлаб ҳаракатланувчи нуқта учун чизиқли ва бурчак характеристикалар орасидаги мустақил равишда чиқарилиши мумкин бўлган боғланишни скаляр кўринишда кўрсатамиз:

$$\Delta s_i = n_i \Delta \alpha; v_i = r_i \omega;$$

$$a_{ni} = v_i^2 / r_i = r_i \omega^2; a_{-i} = r_i \epsilon; a_i = r_i \sqrt{\omega^4 + \epsilon^2},$$

бу ерда $\Delta \alpha$ — бурилш бурчаги; Δs_i — моддий нуқта босиб ўтган йўл; a_i — нуқтанинг тезлиги (чизиқли тезлик). a_i — нуқтанинг тезланиши, a_{ni} — тезланишнинг нормал ва a_{-i} — тезланишнинг тангенциал (траекторияга уринма) ташкил этувчилари (5.3-расм).

Пировардида тегишли ифодаларни интеграллаш йўли билан топишган қўзғалмас ўқ атрофидаги қаттиқ жисм айланма ҳаракати кинематикаси формулаларини келтирамиз:

$$\text{айлана бўйлаб текис ҳаракат тенгламаси} \quad [(5.2) \text{ га қ.}]$$

$$\alpha = \omega t + \alpha_0$$

(α_0 — бурчакнинг бошланғич қиймати);

текис ўзгарувчан айланма ҳаракатда бурчак тезлигининг вақтга боғлиқлиги [(5.3) қ.]

$$\omega = \epsilon t + \omega_0 \quad (\omega_0 \text{ — бошланғич бурчак тезлик}); \quad (5.6)$$

текис ўзгарувчан айланма ҳаракат тенгламаси [(5.1) ва (5.6) га қ.]

$$\alpha = \epsilon t^2 / 2 + \omega_0 t + \alpha_0 \quad (5.7)$$

Бу формулаларни илгариланма ҳаракатдаги шунга ўхшаш боғланишлар билан таққослаш фойдалидир.

5.2-§. АСОСИЙ ТУШУНЧАЛАР. АЙЛАНМА ҲАРАКАТ ДИНАМИКАСИ ТЕНГЛАМАСИ

Куч momenti. Қаттиқ жисмнинг бирор i нуқтасига айлаиш ўқи-га перпендикуляр бўлган текисликда ётувчи F_i куч қўйилган бўлсин (5.4-расм). Айлаиш ўқи-га nisbatan бу кучнинг momenti M_i деб, радиус-вектори билан кучнинг вектор кўпайтмасига айтилади:

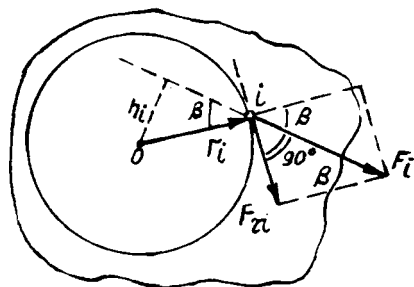
$$M_i = r_i \times F_i. \quad (5.8)$$

Буни ёйиқ ҳолда

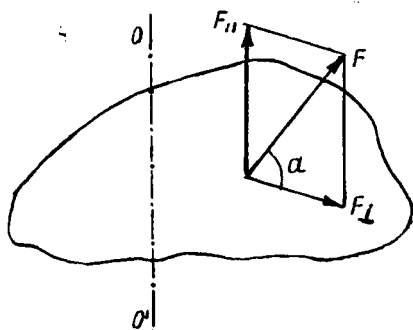
$$M_i = F_i r_i \sin \beta, \quad (5.9)$$

деб ёзиш мумкин, бу ерда β бурчак r_i ва F_i векторлар орасидаги бурчак. Куч елкаси $h_i = r_i \sin \beta$ (5.4-расм) бўлгани учун куч моменти қуйидагича ифодаланади:

$$M_i = F_i h_i. \quad (5.10)$$



Агар куч айланиш текислигига нисбатан бирор α бурчак ҳосил қилиб таъсир этаётган бўлса (5.5-расмга қаранг), бу кучни икки ташкил этувчига ажратиш мумкин. Улардан бири айланиш ўқи-га перпендикуляр бўлган текисликда ётса, иккинчиси айланиш ўқи-га параллел бўлиб, жисмнинг айланишига таъсир кўрсатмайди (ҳақиқатда эса фақат айланиш ўқидаги подшипникларга таъсир кўрсатади). Келгусида фақат айланиш ўқи-га перпендикуляр бўлган текисликда ётувчи кучлар кўриб ўтилади.



5.5-расм.

Айланма ҳаракатда бажарилувчи иш. Бирор F^i куч таъсирида

(5.4-расмга қаранг) жисм жуда кичик da бурчакка бурилган бўлсин. Бу куч бажарган ишни топамиз. Ўрта мактаб физика курсидан маълум бўлган кучнинг бажарган иши ифодасини ҳозирги ҳолат учун татбиқ қилиб, қуйидагича ёзиш мумкин.

$$dA_i = F_i \cos(90^\circ - \beta) ds_i, \quad (5.11)$$

бу ерда dA_i — катталик F_i куч бажарган элементар иш, яъни нуқтанинг жуда кичик элементар бурчакка бурилишига мос иш; ds_i — моддий нуқтанинг шу бурилишида ўтган элементар йўли (ёйнинг жуда кичик қисми). $F_i \cos(90^\circ - \beta) = F_i \sin \beta$ ва $ds_i = = r_i da$ иш ҳамда (5.9) муносабатни ҳисобга олган ҳолда (5.11) қуйидагига эга бўламиз:

$$dA_i = F_i \sin \beta r_i da = M_i da. \quad (5.12)$$

Шундай қилиб, айланма ҳаракатда куч бажарган элементар иш куч моменти билан жисмнинг элементар бурилиш бурчаги кўпайтмасига тенг.

Агар жисмга бир неча куч таъсир этса, қўйилган барча кучларнинг тенг таъсир этувчиси бажарган элементар иш (5.12)га ўхшаш аниқланади:

$$dA = M d\alpha \quad (5.13)$$

бу ерда M — жисмга таъсир этувчи щамма ташыйи куч моментларининг йиғиндисиди.

Қаттиқ жисм нуқталари орасидаги ўзаро таъсир қилувчи барча ички кучлар йиғиндисининг бажарган иши нолга тенглигини мустақил исботлашни ўқувчининг ўзига тавсия этамиз.

Агар жисм бурилганда радиус векторининг вазияти α_1 дан α_2 гача ўзгарса, ташқи кучларнинг бажарган ишини (5.13) ифодани интеграллаш йўли билан топиш мумкин:

$$A = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} M d\alpha. \quad (5.14)$$

Инерция моменти. Илгариланма ҳаракатда жисмлар инертлигининг ўлчови унинг массасидир. Айланма ҳаракатда жисмларнинг инертлиги фақат массасигагина боғлиқ бўлиб қолмасдан, балки унинг фазода айланиш ўқиға нисбатан тақсимланишиға ҳам боғлиқ бўлади. Айланма ҳаракатда жисм инертлигининг ўлчови жисмнинг айланиш ўқиға нисбатан олган инерция моменти билан характерланади. Аввал қуйидаги таърифни айтиб ўтави: моддий нуқтанинг айланиш ўқиға нисбатан инерция моменти деб, нуқта массаси билан айланиш ўқидан нуқтагача бўлган масофа квадратининг кўпайтмасиға тенг бўлган катталиққа айтилади:

$$J_i = m_i r_i^2 \quad (5.15)$$

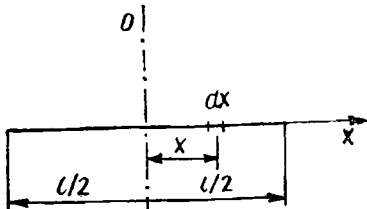
Жисмнинг ўққа нисбатан инерция моменти деб, жисмни ташкил этаёт барча моддий нуқталар инерция моментларининг йиғиндисига айтилади:

$$J = \sum_{i=1}^n m_i r_i^2. \quad (5.16)$$

Бутун жисмнинг инерция моменти одатда интеграллаб аниқланади:

$$J = \int r^2 dm. \quad (5.17)$$

жисмнинг бутун массаси бўйича



5.6-расм.

Мисол тариқасида узунлиги l ва массаси m бўлган бир жинсли ингичка стерженнинг марказидан ўтувчи ва унга перпендикуляр бўлган ўққа нисбатан инерция моменти формуласини келтириб чиқарамиз (5.6-расм). Стерженда OO' ўқдан x масофада ётган dx узунликдаги ва dm массали жуда кичик қисмини ажратиб оламиз. Бу кесма жуда кичик.

чиқлиги сабабли, уни моддий нуқта деб қабул қилиш мумкин, унинг инерция моменти [(5.15) га қ] қуйидагига тенг:

$$dl = x^2 dm \quad (5.18)$$

Элементар кесманинг массаси чизқли эңлик m/l билан элементлар кесма узунлигининг кўпайтмасига тенг: $dm = (m/l)dx$. Бу ифодани (5.18) га қўйиб,

$$dI = (m/l)x^2 dx \quad (5.19)$$

ни ҳосил қиламиз.

Бутун стерженнинг инерция моменти топиш учун (5.19) ифодани бутун стержен бўйича, яъни $-l/2$ дан $+l/2$ гача бўлган оралиқларга интеграллаймиз:

$$\begin{aligned} J &= \frac{m}{l} \int_{-l/2}^{+l/2} x^2 dx = \frac{m}{l} \cdot \frac{x^3}{3} \Big|_{-l/2}^{+l/2} = \\ &= \frac{m}{3} \left(\frac{l^3}{8} - \frac{l^3}{8} \right) = \frac{ml^3}{12} \end{aligned} \quad (5.20)$$

Массалари m бўлган турли симметрик жисмлар учун инерция моментлари ифодасини келтирамиз:

цилиндрнинг геометрик ўқи билан уста-уст тушувчи OO' ўққа нисбатан ички радиуси r ва ташқи радиуси R бўлган бир жинсли ковак цилиндр (гардиш)нинг инерция моменти (5.7-расм):

$$I = m(r^2 + R^2)/2; \quad (5.21)$$

юпқа деворли цилиндр ($R=r$) ёки ҳалқа учун [(5.21)га қаранг].

$$I = mR^2; \quad (5.22)$$

бир жинсли яхлит цилиндр ($r=0$) (ёки диск учун [(5.21)га қ.]

$$I = mR^2/2; \quad (5.23)$$

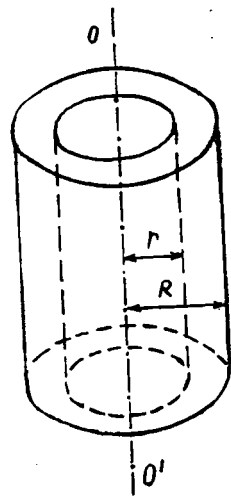
марказидан ўтувчи ўққа нисбатан бир жинсли шар учун

$$I = 2/5 mR^2; \quad (5.24)$$

тўғри бурчакли параллелепипеднинг асос текислигига перпендикуляр ҳолда марказидан ўтувчи OO' ўққа нисбатан (5.8-расм), —

$$I = m(a^2 - b^2)/12. \quad (5.25)$$

Юқорида келтирилган мисолларнинг ҳаммасида айланиш ўқи жисмнинг массалари марказидан ўтади. Айланиш ўқи массалар

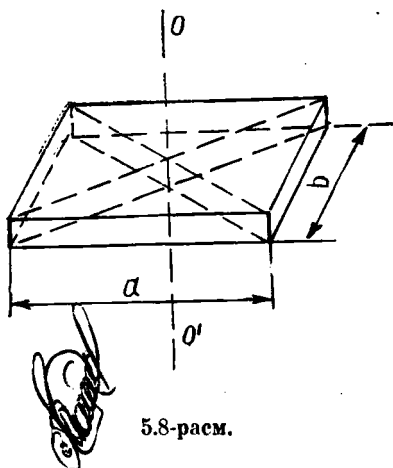


5.7-расм.

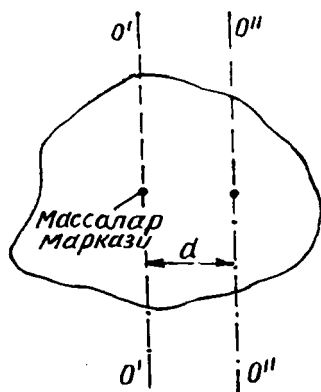
марказидан ўтмайдиган ҳолларда, жисм инерция моментини аниқлашга доир масалаларни ечишда Гюйгенс теоремасидан фойдаланиш мумкин. Бу теоремага асосан бипор $O''O''$ ўққа нисбатан жисмнинг инерция momenti:

$$I = I_0 + md^2. \quad (5.26)$$

бу ерда I_0 — жисмнинг массалар марказидан ўтувчи $O'O'$ ўққа параллел бўлган $O''O''$ ўқнинг $O'O'$ ўқига нисбатан инерция momenti. m — жисмнинг массаси; d — икки параллел ўқлар орасидаги масофа (5.9-расм). Инерция моментининг бирлиги килограмм квадрат метрдир ($\text{кг} \cdot \text{м}^2$).



5.8-расм.



5.9-расм.

Импульс momenti (ҳаракат миқдори momenti).

Моддий нуқтанинг айланиш ўқиға нисбатан импульс momenti деб, моддий нуқта импульси P_i билан шу нуқтадан айланиш ўқиғача бўлган масофа r_i нинг кўпайтмасига сон жиҳатидан тенг бўлган катталиққа айтилади:

$$L_i = p_i r_i = m_i v_i r_i. \quad (5.27)$$

Бу ерда $v_i = \omega r_i$ ва $j_i = m_i r_i^2$, бўлгани учун:

$$L_i = m_i \omega r_i = m_i r_i^2 \omega = J_i \omega. \quad (5.28)$$

Жисмнинг айланиш ўқиға нисбатан импульс momenti шу жисмни ташкил этган барча нуқталар импульс моментларининг йиғиндисига тенг:

$$L_i = \sum_{i=1}^N J_i \omega. \quad (5.29)$$

Қаттиқ жисм ҳамма нуқталарининг бурчак тезликлари бир хил бўлгани учун [(5.29)га қ.]

$$L_i = \omega \sum_{i=1}^N J_i = J\omega \quad (5.30)$$

(I — жисмнинг айланиш ўқиға нисбатан инерция моменти) ёки вектор кўринишида

$$L = I\omega. \quad (5.31)$$

Шундай қилиб, импульс моменти нуқтанинг инерция моменти билан бурчак тезлигининг кўпайтмасига тенг. Бундан импульс моментлари ва бурчак тезлик векторларининг йўналишлари бир-бирига мос келиши келиб чиқади. Импульс моментининг СИ системасидаги ўлчов бирлиги *секундига килограмм квадрат метр* ($\text{кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$).

(5.31) формулани илгариланма ҳаракат импульси формуласи билан таққослаб кўриш фойдалидир.

Айланаётган жисмнинг кинетик энергияси. Жисмнинг айланма ҳаракати пайтида унинг кинетик энергияси жисмни ташкил этган айрим нуқталар кинетик энергияларининг йиғиндисидан иборат. Қаттиқ жисм учун

$$E_k = \sum_{i=1}^N \frac{m_i v_i^2}{2} = \sum_{i=1}^N \frac{m_i \omega^2 r_i^2}{2} = \frac{\omega^2}{2} \sum_{i=1}^N m_i r_i^2 = \frac{J\omega^2}{2}. \quad (5.32)$$

(5.32) ифодани илгариланма ҳаракат учун чиқарилган шунга ўхшаш ифода билан солиштириш фойдалидир.

(5.32)ни дифференциаллаб, кинетик энергиянинг айланма ҳаракатдаги элементар ўзгаришини топамиз:

$$dE_k = J\omega d\omega. \quad (5.33)$$

Айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси.

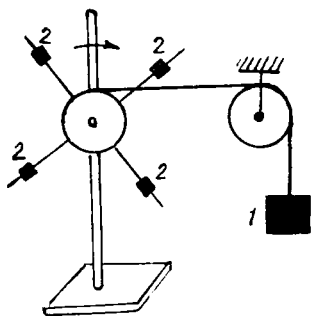
Ташқи кучлар таъсир этаётган қаттиқ жисм жуда ҳам кичик бурчакка бурилсин. Бундай бурилишда ташқи кучлар бажарган барча элементар ишларни [(5.19) га қ.] кинетик энергиянинг элементар ўзгаришлари билан тенглаштирамиз [(5.33)га қ.].

$Md\alpha = I\omega d\omega$, бундан иккала томонини $d\alpha$ га бўлиб, $M \frac{d\alpha}{dt} = J\omega \frac{d\omega}{dt}$ ни ҳосил қиламиз. (5.2)ни ҳисобга олиб, бу тенгламани ω га қисқартирамиз:

$$M = J \frac{d\omega}{dt}, \quad (5.34)$$

бу ердан

$$\epsilon = \frac{M}{J} \quad (5.35)$$



5.10-расм.

ёки вектор кўринишида

$$\epsilon = M/I. \quad (5.36)$$

Бу тенглама айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламасидир. (5.35) дан кўришиб турибдики, айланма ҳаракатда инерция моменти жисмнинг инерциал хоссаларини характерлайди: ташқи кучлар таъсирида жисмнинг инерция моменти қанча кичик бўлса, бурчак тезлашиши шунча катта бўлади.

Илгарпланма ҳаракат учун Ньютоннинг иккинчи қонуни қандай аҳамиятга эга бўлса, айланма ҳаракатнинг асосий тенгламаси ҳам худди шундай аҳамиятлидир. Бу тенгламага кирувчи физик катталиклар мос равишда кучга, массага ва тезланишга ўхшашдир. [5.34] дан

$$M = \frac{d(J\omega)}{dt} = \frac{dL}{dt}. \quad (5.37)$$

келиб чиқади.

Демак, импульс моментидан вақт бўйича олинган ҳосила ҳамма ташқи кучлар моментларининг тенг таъсир этувчисига тенг экан.

Бурчак тезланишининг куч моментига ва инерция моментига боғлиқлигини 5.10-расмда тасвирланган асбоб ёрдамида намоён қилиш мумкин. Чизмадагидек, блок орқали ўтказилган ипга осилган юк 1 таъсирида крестовина тезланиш билан айлана бошлайди. 2 юкчаларни айланиш ўқидан турлича масофаларга жилдириб, крестовина инерция моментини ўзгартириш мумкин. Юкларни, яъни куч моментларини ва инерция моментини ўзгартириб куч моментининг оширилиши ёки инерция моментининг камайтирилиши бурчак тезланишининг ошувига олиб келишига ишоват ҳосил қилиш мумкин.

5.3-§. ИМПУЛЬС МОМЕНТИНИНГ САҚЛАНИШ ҚОНУНИ

Айланма ҳаракатнинг ташқи кучлар моментларининг йиғиндисини нолга тенг бўлгандаги хусусий ҳолини кўриб ўтамиз. (5.37) дан кўришиб турибдики, $M=0$ да $dL/dt=0$ бўлади, бундан $L=\text{const}$, $I\omega=\text{const}$. (5.38)

Бу қонун импульс моментининг сақланиш қонуни номи билан маълумдир: жисмга таъсир этувчи барча ташқи кучлар моментларининг йиғиндисини нолга тенг бўлса, бу жисмнинг импульс моменти ўзгармай қолади.

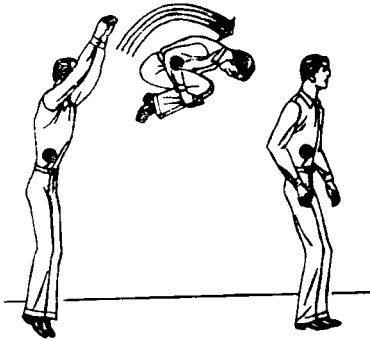
Исботини ташлаб ўтиб, импульс моментининг сақланиши қонуни фақат абсолют қаттиқ жисмлар учунгина тўғри эмаслигини айтиб ўтамиз. Бу қонуннинг янада қизиқарли қўлланишлари жисмлар системасининг умумий ўқ атрофидаги айланиши билан боғлиқдир. Бунда импульс моментининг ва бурчак тезликларининг вектор характерда эканлини ҳисобга олиш зарур. Масалан, умумий ўқ атрофида айланма ҳаракат қилаётган N та жисмдан иборат система учун импульс моментининг сақланиш қонунини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$L = \sum_{i=1}^N J_i \omega_i.$$

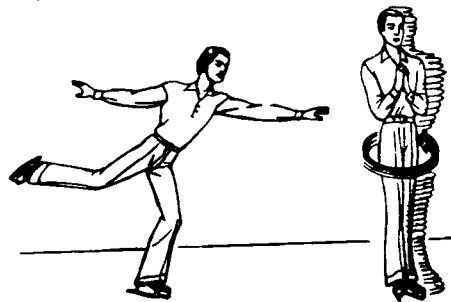
(5.39)

Импульс моментининг сақланиш қонунини ифодаловчи баъзи мисолларни кўриб чиқамиз.

Гимнаст дўмбалоқ ошиб сакраётганда (сальто қилаётганда) (5.11-расм) сакрашнинг бошланғич фазасида тиззаларини букиб, уларни кўкрагига қисади, бунда инерция моменти камайтиради ва горизонтал ўқ атрофидаги айланма ҳаракат бурчак тезлиги оширилади. Сакраш охирида гавда тўғриланади, бунда инерция момен-



5.11-расм.



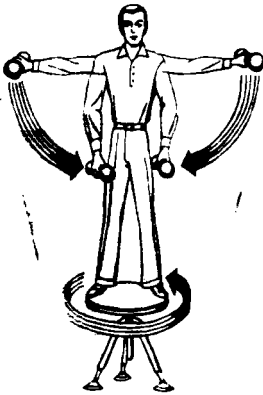
5.12-расм.

ти ортиб, бурчак тезлик эса камаяди. Вертикал ўқ атрофида айланма ҳаракат бажараётган фигурист (5.12-расм) айланишнинг бошида қўлларини гавдасига яқинлаштиради, бу билан инерция моментини камайтириб, бурчак тезлигини оширади. Айланиш охирида эса бу ҳолатнинг тескариси юз беради: қўлларини очганда инерция моменти ортади ва бурчак тезлиги камаяди, бу эса осонгина тўхташга имкон беради.

Худди шундай ҳодисани Жуковский курсида ҳам намоён қилиш мумкин. Бу курси вертикал ўқ атрофида жуда кам ишқаланиш билан айланувчи енгилгина горизонтал платформадан иборат. Курсида туриб қўллар вазияти ўзгартирилса, инерция моменти ва бурчак тезлик ўзгаради (5.13-расм), импульс моменти эса ўзгармай қолади. Агар одам қўлига гантель ушлаган бўлса, намоён қилиш эффекти яна ошади. Жуковский курсида импульс моменти сақланиш қонунининг векторли характерда эканлигини намоён этиш мумкин. Қўзғалмас курсида турган тажриба ўтказувчи ёрдамчидан вертикал ўқ атрофида айланаётган велосипед ғилдирагини олдиди (5.14-расм, чапда). Бу ҳолда одам ва платформа-ғилдирак системалари импульс моменти фақат ғилдиракнинг импульс моменти билан аниқланади:

$$L = J_0 \cdot 0 + J_2 \omega_z = J_2 \omega_z.$$

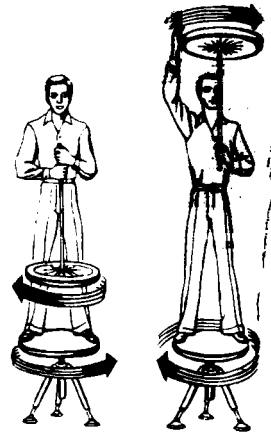
(5.40)



5.13-расм.



5.14-расм.



5.15-расм.

бу ерда I_0 — одамнинг ва платформанинг инерция моменти; J_z ва ω_z — ғилдиракнинг инерция моменти ва бурчак тезлиги. Вертикал ўққа нисбатан ташқи кучлар моментлари нолга тенг бўлгани учун L ўзгармай қолади ($L = \text{const}$).

Агар тажриба ўтказувчи ғилдиракнинг айланиш ўқини 180° га бурса (5.14-расм, ўнгда), ғилдиракнинг импульс моменти бошланғич йўналишга қарама-қарши йўналган бўлади ва $J_z \omega_z$ га тенг бўлади. Ғилдирак импульс моментининг вектори ўзгаргани, система импульс моменти ўзгармагани учун одамнинг ва платформанинг импульс моменти албатта ўзгариши керак, у нолга тенг бўлмайди. Бу ҳолда системанинг импульс моменти қуйидагича ифодаланади:

$$L = J_0 \omega_0 + (-J_z \omega_z) = J_0 \omega_0 - J_z \omega_z . \quad (5.41)$$

Импульс моментининг сақланиш қонуни (5.40) ва (5.41) ифодаларни бир-бирига тенглашга имкон беради:

$$J_z \omega_z = J_0 \omega_0 - J_z \omega_z .$$

ёки скаляр кўринишда ёзсак:

$$J_z \omega_z = J_0 \omega_0 - J_z \omega_z , \quad 2J_z \omega_z = J_0 \omega_0 .$$

бундан:

$$J_0 = 2J_z \omega_z / \omega_0 . \quad (5.42)$$

(5.42) формулага асосан одам танасининг платформа билан биргаликдаги инерция моментини тахминий катталиқда ҳисоблаш мумкин, бунинг учун эса албатта ω_z , ω_0 бурчак тезликларни ўлчаб, ғилдиракнинг инерция моменти J_k ни яратиш зарур. Ғилдиракнинг массасини билган ҳолда ва масса ғилдирак гардиши бўйлаб (5.22)

формула бўйича тақсимланган деб ҳисоблаб, J_z ни аниқлаш мумкин. Ҳисоблашдаги хатоликни камайтириш мақсадида гардишга махсус шина кийдириб велосипед ғилдираги гардишининг оғирлигини ошириш мумкин. Одам эса айланиш ўқиға симметрик жойлашган бўлиши керак.

Юқорида намоиш қилинган тажрибанинг энг оддий кўринишларидан бири Жуковский курсида турган одамнинг ўзи вертикал ўқ атрофида ушлаб турган ғилдирагини ҳаракатга келтиришидир. Бунда одам ва платформа ғилдирақнинг айланиш йўналишига қарама-қарши томонга айлана бошлайди (5.15-расм).

5.4-§. ЭРКНИ АЙЛАНИШ ЎҚЛАРИ ҲАҚИДА ТУШУНЧА

Маълум белгиланган ўқ атрофида айланаётган жисм бу ўқ вазиятини ўзгартирмасдан сақлаб турувчи подшипникларга ёки бошқа қурилмаларга умумий ҳолда таъсир кўрсатади. Бурчак тезлигининг ва инерция моментининг катта қийматларида бу ўзаро таъсирлар анча катта бўлиши мумкин. Лекин ҳар қандай жисмда айланма ҳаракат вақтида йўналишини ҳеч қандай махсус қурилмаларсиз ҳам ўзгартирмайдиган ўқларни танлаш мумкин. Бундай ўқларни танлаб олиш қандай шартни қаноатлантириши лозимлигини билиб олиш учун қуйидаги мисолни кўриб ўтамыз.

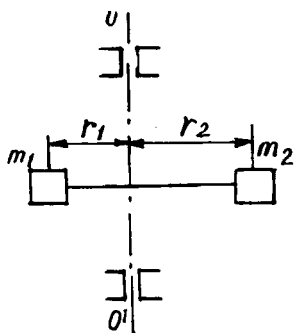
Массалари m_1 ва m_2 бўлган моддий нуқталардан ва массасини ҳисобга олмасак ҳам бўладиган қаттиқ стержендан иборат бирор система подшипникларга маҳкамланган OO^1 ўқ атрофида айланаётган бўлсин (4.16-расм, r_1 ва r_2 айланиш ўқидан мос моддий нуқталаргача бўлган масофалар).

Айланиш ўқиға ва шубҳасиз, подшипникларга моддий нуқталар томонидан ўзаро қарама-қарши йўналган $F_1 = m_1\omega^2 r_1$ ва $F_2 = m_2\omega^2 r_2$ кучлар таъсир қилади, бу ерда ω — айланма ҳаракатнинг бурчак тезлиги. Агар бу кучлар бир-бири билан мувозанатлашмаса, бунда подшипникларни сийқалашувига ёки ҳатто бузилишига олиб келувчи доимий ташқи куч таъсир этиб туради. Массаларнинг ва масофаларнинг маълум нисбатларида F_1 ва F_2 кучлар бир-бирини тенг бўлиши мумкин, яъни $m_1\omega^2 r_1 = m_2\omega^2 r_2$

$$\text{ёки } m_1 r_1 = m_2 r_2. \quad (5.43)$$

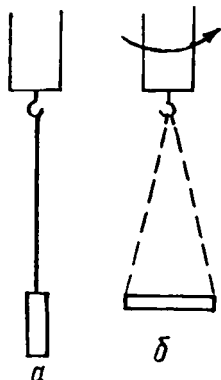
Агар айланиш ўқи масса марказидан ўтса (5.43) ни массалар маркази координаталари билан солиштириб, айланиш ўқиға таъсир этаётган кучлар ўзаро бир-бири билан мувозанатлашганини кўриш мумкин.

Шундай қилиб, агар айланиш ўқи массалар марказидан стерженга перпендикуляр ҳолда ўтса, унда бу ўққа айланма ҳара-



5.16-расм.

¹ Платформа айланиш ўқининг ғилдирак айланиш ўқининг айланиши билан қисман ўзаро мос келмаслигини ҳисобга олмаслик мумкин.



5.17-расм.

кат қилаётган жисм томонидан ташқи таъсир бўлмайди. Агар бу ҳолда подшипниклар олиб ташланса, айланиш ўқи ўзининг фазодаги бошланғич вазиятини сақлаган ҳолда кўча бошлайди жисм эса бу ўқ атрофидаги айланма ҳаракатини давом эттираверади.

Ўзининг фазодаги йўналшини ҳеч бир махсус мосламаларсиз сақлаб қоладиган айланиш ўқларига *эркин айланиш ўқлари* дейилади. Ернинг ва пилдироқнинг айланиш ўқларини, ҳар қандай отиб юборилган ва эркин айланаётган жисмларнинг ва ҳоказоларнинг айланиш ўқлари бундай ўқларга мисол бўлади.

Эркин шаклдаги жисмда донмо массалар марказидан ўтувчи ва эркин айланиш ўқи бўла олинми мумкин бўлган камда ўзаро перпендикуляр учта ўқ бор. Бу ўқларни *бош инерция ўқлари* деб аталади. Бош инерция ўқларининг учаласи ҳам эркин бўлса-да, энг катта инерция моментига эга бўлган ўқ атрофидаги айланиш бирмунча турғунроқ бўлади. Гап шундаки, ташқи кучларнинг, масалан, ишқаланишнинг таъсири натижада, шунингдек айланишни аниқ бир белгиланган ўқ атрофида юзага келтириш қийин бўлгани сабабли қолган эркин ўқлар атрофидаги айланиш турғун бўлмайди.

Жисм кичик инерция моментига эга бўлган эркин ўқ атрофида айланаётган баъзи ҳолларда унинг ўзи бу ўқни катта инерция моментига эга бўлган ўққа ўзгартиради.

Бу ҳодисани қуйидаги тажриба орқали намоён қилиш мумкин. Ўз геометрик ўқи атрофида айлана оладиган цилиндрик таёқча ил билан электр-двигатель ўқиға осилган (5.17-а расм). Бу ўққа нисбатан инерция momenti: $J_1 = mR^2/2$. Бурчак тезлиги етарлича катта қийматга эришганда таёқча ўз вазиятини ўзгартиради (5.17-б расм). Янги ўққа нисбатан инерция momenti $J_2 = ml^2/12$ га тенг. Агар $l^2 > 6R^2$ бўлса, унда $J_2 > J_1$ бўлиб, янги ўқ атрофидаги айланиш турғун бўлади.

Ташланган гугурт қутисининг катта ёғига перпендикуляр ҳолда ўтувчи ўққа нисбатан айланиши турғун айланиш, бошқа ёқларига перпендикуляр ўқларга нисбатан айланиши эса турғунмас ёки турғунлиги кам айланиш эканини ўқувчининг ўзи мустақил тажриба ўтказиб ишонч ҳосил қилиши мумкин (5, 8-расмга қаранг).

Хайвонларнинг ва одамнинг эркин парвоз вақтида ва турли хил сакрашларда айланиши энг катта ёки энг кичик инерция моментли эркин ўқлар атрофида юз беради. Массалар марказининг вазияти гавданинг ҳолатига боғлиқ бўлгани учун гавданинг турли ҳолатларида эркин ўқлар ҳам турлича бўлади.

5.5-§. ЭРКИНЛИК ДАРАЖАЛАРИ ҲАҚИДА ТУШУНЧА

Эркин моддий нуқтанинг фазодаги вазияти ўзаро бир-бирига боғлиқ бўлмаган учта координата x , y ва z орқали берилади. Агар нуқта эркин бўлмасдан, масалан, бирор сирт устида кўчаётган бўлса, учта координатадан фақат биттасигина қолган координаталар билан боғланиши эга бўлмайди.

Моддий нуқта берилган:

$$x^2 + y^2 + z^2 = R^2$$

тенгламага асосан R радиусли сферик сирт бўйлаб ҳаракатланаётган бўлсин. Агар x ва y бир-бирига боғлиқ бўлмаган мустақил катталиклар деб ҳисобланса, z ҳолда:

$$z = \pm \sqrt{R^2 - x^2 - y^2} \quad (5.44)$$

Мисол учун $x=2$, $y=3$, $R=6$ деб олсак, унда* $z = \pm \sqrt{23}$ бўлади. Шундай қилиб, бу мисолда учта координатадан иккитаси эркин ўзгарувчан координата бўлади.

Механик системанинг вазиятини ифодаловчи эркин ўзгарувчилар *эркинлик даражалари* деб айтилади.

Эркин моддий нуқтанинг эркинлик даражалари сонини учта бўлиб, кўрилган мисолда эса эркинлик даражалари сонини иккита. Бир атомли газнинг молекуласини моддий нуқта деб ҳисоблаш мумкин бўлгани сабабли, бундай эркин молекула ҳам учта эркинлик даражасига эга.

Эркинлик даражаларига оид баъзи мисоллар.

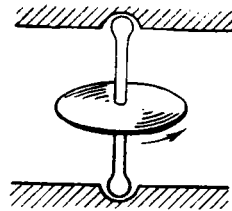
Иккита 1 ва 2 моддий нуқталар бир-бири билан қаттиқ боғланган. Иккала нуқтанинг вазияти олтига: $x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2$ координаталар билан берилган бўлиб, уларга

$$(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2 = l^2$$

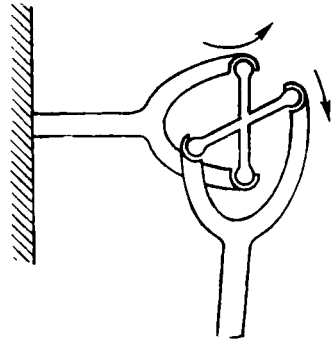
тенглама кўришишида математик ифодаланувчи битта чекланган ва битта боғланган қўйилган. Бунинг физик маъноси шу икки моддий нуқта орасидаги масофа ҳамма вақт l га тенг эканини англатади. Бу ҳолда эркинлик даражалари сонини 5 га тенг. Кўриб ўтган мисолнинг икки атомли молекула моделидир.

Учта моддий нуқта 1, 2 ва 3 бир-бири билан қаттиқ боғланган. Бундай системанинг вазияти тўққизта координаталар билан ифодаланади: $x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2$ ва x_3, y_3, z_3 . Бироқ нуқталар орасидаги учта боғланиш фақат олтига координаталарнинг мустақиллигини белгилайди. Бу система олтига эркинлик даражасига эга. Бир тўғри чизиқда ётмаган учта нуқтанинг вазияти бир қийматли равишда қаттиқ жисмнинг вазиятини белгилагани сабабли қаттиқ жисм ҳам олтига эркинлик даражаларига эга бўлади.

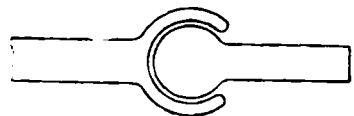
Уч атомли ва кўп атомли молекулалар қаттиқ боғланишлардан иборат деб қаралса, у ҳолда бу молекулалар ҳам худди шундай олтига эркинлик даражаларига эга бўлади.



5.18-расм.



5.19-расм.



5.20-расм.

* Агар (5.44) даги эркин координата учун маъхум катталик ҳосил қилинса, бу танланган эркин координаталари берилган радиус атрофида жойлашган бирор нуқтага мос келмаслигини англатади.

Кўп атомли реал молекулаларда атомлар тебранма ҳаракатда бўлгани сабабли бундай молекулаларнинг эркинлик даражалари сони олтигадан кўпроқ бўлади.

Эркинлик даражалари сони фақат механик системанинг вазиятини ифодаловчи эркили ўзгарувчилар сонини аниқлаб қолмасдан, балки энг муҳими, системанинг мустақил кўчишлари сонини ҳам аниқлайди. Масалан, эркин моддий нуқтанинг учта эркинлик даражаси нуқтанинг ҳар қандай кўчишини учта координата ўқи бўйлаб йўналган мустақил кўчишларга ажратиш мумкинлигини билдиради. Нуқта ўлчамга эга бўлмагани сабабли унинг айланма ҳаракати тўғрисида гапириш маънога эга эмас. Шундай қилиб, моддий нуқтанинг илгариланма ҳаракати учта эркинлик даражасига эга. Моддий нуқтанинг ясси текисликда, сферик сиртда ёки бошқача текисликларда, кўчишида илгариланма ҳаракат иккита эркинлик даражасига эга. Моддий нуқтанинг эгри чизиқ бўйлаб (шартли мисол — поездининг рельс бўйлаб ҳаракати) кўчишига илгариланма ҳаракатнинг битта эркинлик даражаси мос келади.

Кўзгалмас ўқ атрофида айланаётган қаттиқ жисм айланма ҳаракатнинг битта эркинлик даражасига эга. Поезд гилдираги иккита эркинлик даражасига эга: бири — айланма ҳаракатники, иккинчиси — илгариланма (гилдирак ўқининг рельс бўйлаб кўчиши) ҳаракатники. Қаттиқ жисмнинг олтига эркинлик даражаси жисмнинг ҳар қандай кўчишини таркибий қисмларга ажратиш мумкинлигини билдиради; массалар маркази координата ўқлари бўйлаб учта илгариланма ҳаракатга ажратилади, айланма ҳаракат эса массалар марказидан ўтувчи координата ўқларига нисбатан учта оддий бурилишлардан иборат бўлади.

Битта, иккита ва учта эркинлик даражаларига мос бўлган шарнирли кўшилмалар 5.18—5.20-расмларда берилган.

5.6-§. ЦЕНТРИФУГАЛАШ

Суюқлик ичида бўлган майда заррачаларни марказдан қочма инерция кучлари ёрдамида суюқликдан ажратиб олиш жараёнига (сепарация қилишга) центрифугалаш дейилади.

Аввало бир жинсли бўлмаган системаларнинг оғирлик кучи майдонида ажралишини кўрайлик. Турли хил зичликка эга бўлган заррачаларнинг сувли суспензияси бор деб фараз қилайлик. Вақт ўтиши билан оғирлик кучи ва сиқиб чиқарувчи F_a куч таъсирида заррачаларнинг қатламларга ажралиши юз беради: зичлиги, сувнинг зичлигидан катта бўлган заррачалар чўкади, зичлиги сувнинг зичлигидан кичик бўлган заррачалар эса сув сиртига қалқиб чиқади. Масалан, зичлиги бирмунча катта бўлган айрм заррачага таъсир этувчи кучларнинг тенг таъсир этувчиси қуйидагига тенг:

$$F_p = mg - F_a = \rho_1 V g - \rho V g = (\rho_1 - \rho) V g,$$

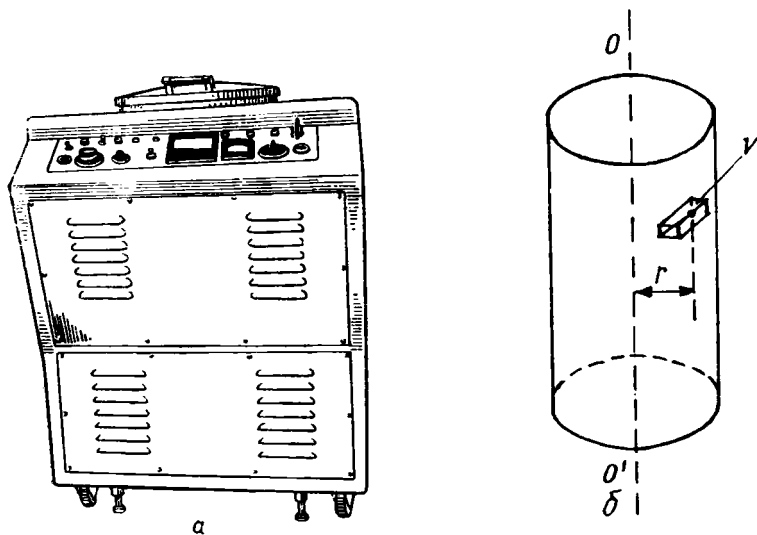
бунда ρ — заррачанинг зичлиги; m — сувнинг зичлиги; V — заррачанинг ҳажми.

Агар ρ_1 ва ρ нинг қийматлари бир-биридан жуда кам фарқ қилса, унда тенг таъсир этувчи F_p куч кичик бўлиб, қатламларга ажралиш ёки заррачаларнинг чўкиши секин боради. Центрифугада (сепараторда) бундай ажратиш ажратилиши лозим бўлган муҳитни мажбурий айлантириш йўли билан амалга оширилади.

Бу ҳодисанинг физикасини кўриб ўтамиз

Центрифуганинг ишчи ҳажми (5.21-расм: a — ташқи кўриниши, b — ишчи ҳажмининг схемаси) қандайдир бир жинсли суюқ-

лик билан батамом тўлдирилган бўлсин. $00'$ айланиш ўқидан бирор r масофадаги суюқликдан фикран унча катта бўлмаган V ҳажмини ажратиб оламиз. Центрифуганинг айлана бўйлаб текис ҳаракатида ажратиб олинган ҳажмга бир-бирини мувозанатлаб турган оғирлик кучи ва сиқиб чиқарувчи кучдан ташқари марказга интилма



5.21-расм.

куч ҳам таъсир этади. Бу куч суюқлик ҳажми ўраб турган томондан бўлиб, у, табиийки, айланиш ўқи томон йўналган ва қуйидагига тенг:

$$F = m\omega^2 r = \rho V \omega^2 r, \quad (5.45)$$

бу ерда ρ — суюқликнинг зичлиги.

Энди ажратилган V ҳажм — сепарация қилинадиган (ажратиладиган) заррачанинг ҳажми бўлиб, модданинг зичлиги эса ρ_1 ($\rho_{11} \neq \rho$) бўлсин. (5.45) дан кўришиб турибдики, суюқликни ўраб турган ҳажм томонидан заррачага таъсир этувчи куч ўзгармайди.

Заррача суюқлик билан биргалликда ҳаракатланиши учун унга

$$F_1 = m_1 \omega^2 r = \rho_1 V \omega^2 r \quad (5.46)$$

га тенг марказга интилма куч таъсир этиши керак. Бу ерда m_1 — заррачанинг массаси, ρ_1 — унга мос зичлиги.

Агар $F > F_1$ бўлса, заррача марказга, айланиш ўқи томон йўналади. Агар $F < F_1$ бўлса, суюқлик томонидан заррачага таъсир этган куч уни айланма траектория бўйлаб ушлаб туришга етарли бўлмай қолади ва заррача инерция туфайли четга томон кўча бошлайди. Сепарация эффе́кти суюқлик томонидан ажратиб олинган заррачага таъсир этувчи F кучнинг айлана бўйлаб ҳаракат

шартини бажарувчи марказга интилма F_1 кучга нисбатан ортиқлигига қараб аниқланади:

$$F_{ц.ф} = F - F_1 = (\rho - \rho_1) V \omega^2 r. \quad (5.47)$$

Бу ифода сепарация қилинадиган заррачалар ва суюқлик зичликларининг фарқи қанча катта бўлса, центрифугалаш эффекти шунча катта бўлиб, яна айланма ҳаракат бурчак тезлигига ҳам кўпдан боғлиқ эканини кўрсатади*.

Заррачаларни центрифугалаш йўли билан ажратишни оғирлик кучи таъсиридаги ажратиш билан солиштириб кўрайлик:

$$\eta = \frac{F_{цф}}{F_p} = \frac{(\rho_1 - \rho) V \omega^2 r}{(\rho_1 - \rho)} = \frac{\omega^2 r}{g}. \quad (5.48)$$

Ҳозирги замон ультрацентрифугаларида бурчак тезлигининг қиймати $\omega = 2\pi \cdot 10^3$ рад/с га етади, бундан [(5.48)га қаранг] $r = 0,1$ м бўлган ҳолда

$$\frac{(2\pi \cdot 10^3)^2 \cdot 0,1}{9,8} \approx 4 \cdot 10^5.$$

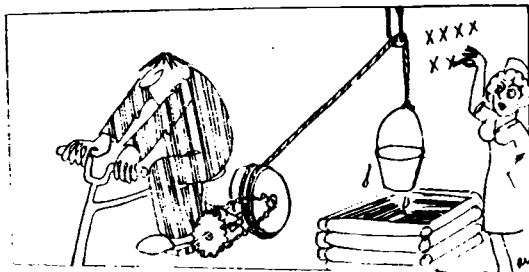
ни ҳосил қиламиз.

Ультрацентрифугалар суюқликда муаллақ ҳолатда бўлган ёки эритилган 100 нм дан кичик ўлчамдаги заррачаларни майдалай олиш имкониятига эга. Улар тиббий-биологик кузатишларда биополимерлар, вируслар ва субтўқимали заррачаларни парчалашда кенг қўлланилмоқда.

Биологик ва биофизик кузатишларда асосан сепарациялаш тезлиги катта аҳамиятга эга. Чунки вақт ўтиши билан ўрганилаётган объектларнинг ҳолати анча ўзгаради.

* (5.47) формулани кенйтириб чиқаришда оғирлик кучи ва сиқиб турувчи Архимед кучлари ҳисобга олинмайди, чунки бу кучлар айланиш ўқи бўйлаб йўналган бўлиб, центрифугалашда айтарли даражада таъсир кўрсатмайди.

Биомеханиканинг баъзи масалалари



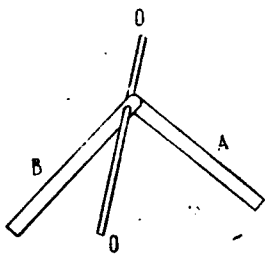
Тирик тўқима ва аъзоларнинг (ҳар қандай тирик мавжудотнинг) механик хоссаларини ва шунингдек, организмда ва унинг айрим аъзоларида юз берувчи механик ҳодисаларни ўрганувчи биофизиканинг бир бўлимига биомеханика дейилади. Қисқа қилиб айтганда, биомеханика — тирик системалар механикаси дир.

6.1-§. ОДАМНИНГ ТАЯНЧ ҲАРАКАТЛАНИШ АППАРАТИДАГИ БЎГИНЛАР ВА РИЧАГЛАР

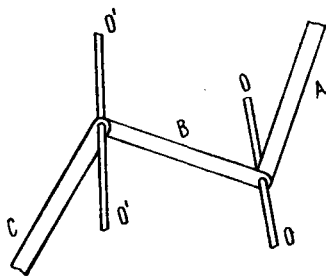
Механизмларнинг ҳаракатланувчи қисмлари одатда унинг ҳаракатдаги қўзғалувчан ёки қўзғалмас қисмлари билан туташтирилган бўлади. Бир неча қўзғалувчан бўғинларнинг бирлашмаси кинематик боғланишни ҳосил қилади. Одам танаси — кинематик боғланишга мисолдир.

OO ўқ билан туташтирилган иккита A ва B бўғиндан иборат системани кўриб чиқамиз (6.1-расм). Бу система бир ўқли икки бўғинли боғланишдир. B бўғин қўзғалмас бўлганда, A бўғин эса қўзғалмас ўқ атрофида айланаётган жисм сифатида битта эркинлик даражасига эга бўлади. Одам танасидаги елка-тирсак, товонусту ва фаланга бирикмалари бир ўқли боғланишларга мисол бўла олади. Улар битта эркинлик даражасига эга бўлган фақат букилиш ва тўғриланишга имкон беради. Икки бўғинли системани OO га параллел бўлган $O'O'$ ўқли яна битта бўғинга оширамиз (6.2-расм). C бўғин қўзғалмас бўлганда B бўғиннинг ҳамма нуқталари ва шу қаторда, айланма ҳаракат қила олиш имкониятига эга бўлган OO ўқ ҳам битта эркинлик даражасига эга. A бўғин эса OO ўқ атрофида айланма ҳаракат қилиб, яна битта эркинлик даражасига эга бўлади. Шундай қилиб, бир ўқли уч бўғинли системада* маҳкамланган қўзғалмас C бўғин эркин кўчши имкониятига эга эмас, иккин-

* Бир ўқли система тушунчаси бўлиши мумкин бўлган бир неча ўқлар сонини характерламасдан, балки ҳамма ўқларнинг битта йўналишини кўрсатади.



6.1-расм.

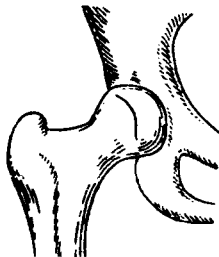


6.2-расм.

чи *B* бўғин битта, учинчи *A* бўғин эса учта эркинлик даражасига эга. Бармоқлар фалангаси, бир ўқли боғланишлар вакили каби бўғинлар билан туташтирилган. Тирноқ фалангаси асосий фалангага нисбатан иккита, ўртанчасига нисбатан эса битта эркинлик даражасига эга.

Икки ўқли боғланишлар бўғинларни иккита ўзаро перпендикуляр ўқда айланишига имконият беради (5.19-расмга қаранг). У айланма ҳаракатида икки эркинлик даражасига эга. Одам организмида бундай икки ўқли боғланиш, иккита бир-бирига яқин жойлашган бўғинлар: атлант-энса ва эпистроф-атлант боғланишлари ёрдамида амалга оширилади. Биринчи бўғин унғ елкадан чап елкага йўналган горизонтал ўққа эга. У одам бош суягини олдинга ва орқага айлантиришни амалга оширади. Эпистроф атлант ёнига жойлашган бўйин умуртқаси — кичкина цилиндрик ўсиқ (шип)га эга бўлиб, бу ўсиқ атлант ҳалқаси билан вертикал ўқли цилиндрик бир ўқли бўғинни ҳосил қилади. Бу бўғин бошнинг вертикал ўқ атрофида айланишини таъминлайди.

Уч ўқли боғланиш ўзаро перпендикуляр бўлган учта ўқ атрофида айланишни амалга оширади. Бундай боғланишнинг мисоли 5.20-расмда берилган (шартли шарнир). Бу боғланиш айланма ҳаракатнинг учта эркин даражасига эга. Шарли шарнир одамнинг чаноқ-сон бўғимида амалга оширмаган. Чаноқ боғланиш чуқурлиги тахминан тўғри шар шаклига эга. Шу чуқурликка кирувчи сон суягининг боши ҳам унга мос шаклга эга (6.3-расм).



6.3-расм.

Янги бўғинларни қўшил кинематик ҳаракатчанликни оширади. Масалан, умуртқалараро бўғинларнинг муайян ҳаракатчанлиги туфайли (етарлича чегараланган бўлсада) бош мия суяги олти эркинлик даражасига эга.

Скелет суяклари ва мускуллар бирлашмасдан иборат бўлган бўғинлар, одам таянч — ҳаракатланиш системасини физика нуқтаи назаридан одамни мувозанатда сақлаб турувчи рақамлар тўпламидан иборат деб тасаввур қилиш имконини беради.

Анатомияда ричагларни икки хил кўри-

шида бир-бирдан фарқлашади: биринчиси куч ричаглари бўлиб буларда кучдан ютиб, кўчишдан ютқазилади, иккинчиси — тезлик ричаглари бўлиб, буларда кучдан ютқазиб, кўчиш тезлигидан ютилади. Пастки жағ тезлик ричагига яхши мисол бўла олади. Таъсир қилувчи кучни чайнов мускули юзага келтиради. Овқатни эзиш пайтида юзага келган қарама-қарши таъсир этувчи қаршилик кучи — тишларга таъсир кўрсатади. Таъсир қилувчи кучнинг елкаси қарама-қарши таъсир этувчи кучнинг елкасидан бирмунча қисқа бўлгани сабабли чайнов мускули қисқа ва кучли бўлади. Қандайдир қаттиқ жисмни тиш ёрдамида чақиш лозим бўлганда, одам бунга жағ тишлари ёрдамида амалга оширишга ҳаракат қилади, чунки бунда қаршилик кучининг елкаси камаяди.

Агар одам скелети битта организмда маҳкамланган алоҳида-алоҳида бўғинлар тўпламидан иборат деб қаралса, гавданинг нормал ҳолатдаги туришида бу бўғинларнинг ҳаммаси жуда турғунмас ҳолатда бўлган системани ҳосил қилгани маълум бўлади. Жумладан, тана таянчи чаноқ-сон боғланиши шар шаклли сирт кўринишида берилган. Тананинг массалари маркази таянч нуқтасидан юқорироқ жойлашгани учун шар шаклидаги таянчда турғунмас мувозанат ҳосил қилади. Бунга тизза ва болдир-товон бирлашмалари ҳам мисол бўла олади. Шу сабабли бу бўғинларнинг ҳаммаси турғунмас мувозанат ҳолатида бўлади.

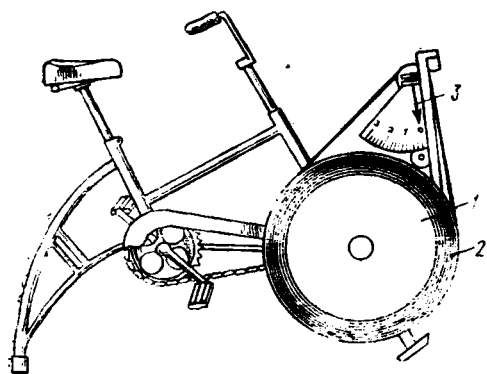
Нормал, тикка турган одам танаси массалари маркази чаноқ-сон, тизза ва оёқ болдир-товон бирлашмалари марказлари билан бир вертикалда, думғаза тумшугидан 2—2,5 см пастда ва чаноқ сон ўқидан 4—5 см юқорида жойлашган бўлади. Шундай қилиб, нормал тикка туриш, бир-бири билан туташиб кетган скелет бўғинларининг, энг турғунмас бир ҳолатидир. Шунга қарамасдан бутун системанинг мувозанатда сақланишига сабаб, фақат ушлаб турувчи мускуллар системасининг доимий тарафланиб туриши туфайлидир.

6.2-§. ОДАМНИНГ МЕХАНИК ИШНИ ЭРГОМЕТРИЯ

Одамнинг кун бўйи бажара оладиган механик ишни кўпгина сабабларга боғлиқ бўлгани сабабли олдиндан одам ишининг бирор чегаравий қийматини кўрсатиш қийин. Бу айтилганлар одам қувватини белгилашга ҳам тааллуқлидир. Масалан, айрим қисқа муддатли зўр беришларда одам ўз қувватини бир неча киловаттга етказиши мумкин. Агар массаси 70 кг бўлган спортчи турган ўрнида унинг массалар маркази ўзининг нормал туриш ҳолатига нисбатан 1 м юқorigа кўтариладиган даражада сакраса, итарилиш фазаси 0,2 с давом этса, спортчининг қуввати 3,5 кВт га етади.

Одам юрганга иш бажаради, бунда инерция гавдани даврий равишда қисман кўтариш учун ва асосан оёқ ҳаракатини тезлатиш ва секинлатиш учун сарфланади.

Одам гавдаси қисмларининг кинетик энергиясини ўзгартириш учун сарфланадиган ишни (5.32) формула ёрдамида ҳисоблаш мумкин.



6.4-расм.

лади: тезлик 9 км/соат бўлганда 30 Вт. 18 км/соат бўлганда эса 120 Вт қувват сарфланади.

Агар кўчиш бўлмаса, иш ҳам нолга айланади. Шу сабабли юк таянч устида, таглик устида ёки ишга осиб қўйилган бўлса, оғирлик кучининг бажарган иши нолга тенг. Агар қўлни чўзилган ҳолатида гантель ёки тош ушлаб турилса, елка ва қўл мускулларининг толиқиши бизнинг ҳар биримизга маълум. Агар ўтирган кишининг орқасига юк ортилса, орқа ва бел мускуллари ҳам худди шундай толиқади. Ҳар иккала ҳолда ҳам юк қўзғалмас бўлгани сабабли иш нолга тенг. Лекин мускулларнинг чарчаши иш бажарилаётганидан далолат беради. Бундай ишни *мускулларнинг статик иши* деб айтилади.

Механикада тушуниладиган статика (қўзғалмаслик) амалда мавжуд эмас. Куч таъсирида жуда кичик, хусусан кўз илгамас даражада қисқариш ва бўшашишлар юз бергани сабабли оғирлик кучига қарши иш бажарилади. Шундай қилиб, одамнинг статик иши аслида оддий динамик иш бўлади.

Одамнинг бажарётган ишини ўлчанда қўлланиладиган қурilmаларни *эргометрлар* деб аталади. Ўлчаш техникасининг шунга мос бўлимига *эргометрия* дейилади.

Эргометрга тормозланувчи велосипед (велоэргометр, 6.4-расм) мисол бўлади. Айланувчан 1 филдирак гардиши орқали 2 пўлат лента ўтказилган. Филдирак гардиши билан пўлат лента орасидаги ишқаланиш кучи 3 динамометр ёрдамида ўлчанади. Синовчининг ҳамма иши ишқаланиш кучини енгини учун сарфланади (ишларнинг бошқа турларини ҳисобга олмаймиз). Филдирак айланаси узунлигини ишқаланиш кучига кўпайтириб, ҳар бир айланишда бажарилган ишни топамиз, айланмишлар сонини ва синов вақтини билган ҳолда бажарилган тўлиқ ишни ва ўртача қувватни аниқлаймиз.

Оддий шароитларда одамга оғирлик кучи ва таянчнинг реакция кучи таъсир этади. Жисм тинч ҳолатда ёки тўғри чизиqli текис ҳаракатда бўлганда бу кучлар тенг ва қарама-қарши йўналган. Бундай ҳолат одам учун табиийдир.

Системанинг тезланиш билан ҳаракатланишида ўта юкланишлар ва вазнсизлик деб аталадиган махсус ҳолат юзага келади.

Шу ҳолатларга доир айрим мисолларни кўриб ўтамиз.

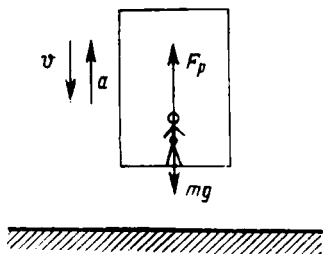
Фараз қилайлик, одам a тезланиш билан юқорига ҳаракат қилаётган лифт (ракета) кабинаси ичида бўлсин (6.5-расм). Одамга mg оғирлик кучи ва таянчнинг N реакция кучи таъсир қилаётган бўлсин. Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан

$$N + mg = ma.$$

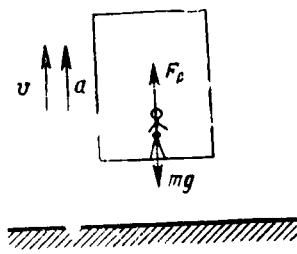
ёки скаляр кўринишида, кучларнинг йўналишини ҳисобга олган ҳолда ёзсак:

$$N = mg = ma, \quad N = m(g + a). \quad (6.1)$$

Бу ҳолда таянчнинг реакция кучи оғирлик кучидан катта бўлади ($N > mg$) ва ўта юкланиш юзага келади. Масалан, агар $a = g$ бўлса, унда $N = 2mg$ (икки карра юкланиш), агар $a = 2g$ бўлса, $N = 3mg$ (уч карра юкланиш) ва ҳоказо бўлади. Ўта юкланишлар қуйидаги тенглама кўринишида ифодаланади: $\eta = N/(mg)$.



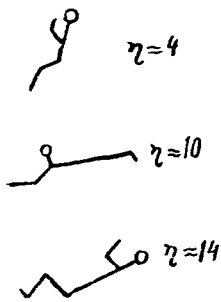
6.5-расм.



6.6-расм.

Бошқа бир мисол: одам секунлик билан, яъни тормозловчи куч таъсирида пастга тушаётган лифт кабинасида (пастга тушаётган космик аппарат ичида) бўлсин (6.6-расм). Бунда кучларнинг ва тезланишнинг йўналиши бошда келтирилган мисолдагига мос ҳолда бўлиб, (6.1) формула орқали ифодаланади. Одам бунда ҳам ўта юкланишни ҳис қилади.

Ўта юкланишлар одам организмига сезиларли даражада таъсир кўрсатиши мумкин, чунки бундай ҳолатларда қон оқиши ўзгаради, ички органларнинг бир-бирига кўрсатадиган босимлари ўзгаради, уларда деформацияланиш юзага келади ва ҳоказо. Шу сабабли одам бирор чекланган катталиқдаги ўта юкланишларга чидаё



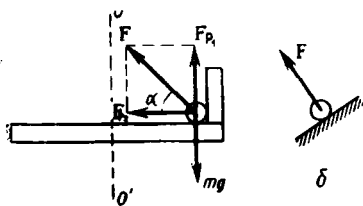
6.7-расм.

олади. 6.7-расмда одам организмида жиддий ўзгаришлар юзага келтирмасдан туриб, ҳеч бўлмаганда бир неча минут давомида соғлом одам чидаши мумкин бўлган ўта юкланишлар катталиги одамнинг турли ҳолатлари учун схематик кўринишда берилган.

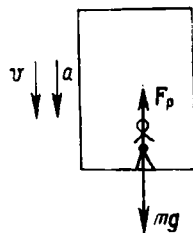
Космик тиббиётда одамларни ўта юкланишларга ўргатиш машқларида ва шунга ўхшаш тажрибаларни ҳайвонларда ўтказишда катта центрифугалар ишлатилади. Бундай система-ларда (6.8-а расм) шартли равишда иккита таянччи кўрсатиш мумкин: бири жисмга $N_1 = mg$ куч билан таъсир этувчи горизонтал таянч ва иккинчиси жисмга марказга интилма тезланиш берувчи $N_2 = m\omega^2 r$ вертикал куч. Бу икки кучнинг тенг таъсир этувчи-си горизонталга нисбатан α бурчак ҳосил қилиб йўналган бўлиб, қуйидагига тенг:

$$F = \sqrt{(mg)^2 + (m\omega^2 r)^2} = m \sqrt{g^2 + \omega^4 r^2}, \quad (6.2)$$

шу билан бирга $\operatorname{tg}\alpha = mg / (m\omega^2 r) = g / (\omega^2 r)$.



6.8-расм.



6.9-расм.

Бу ҳолда ўта юкланиш қуйидаги муносабатдан аниқланади:

$$\eta = \frac{F}{mg} = \frac{m \sqrt{g^2 + \omega^4 r^2}}{mg} = \sqrt{1 + \frac{\omega^4 r^2}{g^2}} \quad (6.3)$$

$\omega^2 r \gg g$ бўлганда (6.3) дан $\eta \approx \omega^2 r / g$.

$F \approx m\omega^2 r$, $\operatorname{tg}\alpha \approx 0$ га эга бўламиз. Таянч кучи асосан, марказга интилма куч сифатида иштирок этади.

Амалда центрифуга ичида синовдан ўтказилувчи ўтирган курси сирти қиялигини ҳамма вақт ўзгартириб туриш мумкин. Шунинг учун курси сирти қиялигини ҳамма вақт F куч таянчга перпендикуляр тушадиган қилиб жойлаштирамиз (6.8-б расм).

Агар лифт (ёки космик кема) тезланиш билан паства (6.9-расм) ёки юқорига томон секинланувчан ҳаракат қилса, у ҳолда $mg - N = ma$ ёки $N = m(g - a)$.

$$(6.4)$$

Бу ерда таянч реакция кучининг оғирлик кучидан камлиги кўри-

ниб турибди: $N < mg$, чунки ҳар икки ҳаракат йўналишида ҳам $g > a$. Агар $a = g$ бўлса, унда $N = 0$ бўлади, бу ҳол вазнсизлик ҳолатидир. Бу шундай ҳолатки, бунда системага таъсир қилувчи ташқи кучлар системадаги зарраларнинг бир-бирига бўлган босим кучини юзага келтирмайди. Кундалик турмушимизда сакраш, арғимчоқ учиш, катта тезликли лифтларнинг пастга томон ҳаракатланиши бошида ва ҳоказоларда қисман вазнсизлик ҳолати учраб турса-да, биологик объектлар учун вазнсизлик одатдан ташқари ҳолат.

Вазнсизлик ҳолатида таянч нуқталари таъсирининг бўлмаслиги, умумий машқ қила олиш қобилиятининг йўқолишига ва шу билан боғлиқ бўлган иш бажара олиш фаолиятининг пасайишига, мускул массасининг камайишига, суюқ тўқималарининг мнералсизланишига олиб келади. Шу сабабли космонавтлар вазнсизлик ҳолатида махсус жисмоний машқ ўтказиб туришларига тўғри келади ёки ҳаракатни қийинлаштирсада, лекин мускулларга қўшимча иш бажариб туришни юкловчи махсус костюмлар кийдирилади.

Оддий шароитларда қоннинг гидростатик босими $ρgh$ гавданинг юқори қисмида пастки қисмига қараганда кичик бўлади. Вазнсизлик ҳолатида қон, бутун гавда бўйлаб бир текисда тақсимланади. Яъни гавданинг юқори қисми оддий ҳолатдагисига нисбатан қон билан тўлиб тошган бўлади. Бунда бошнинг оғирлашгани ва юзда ишш пайдо бўлганини сезамиз.

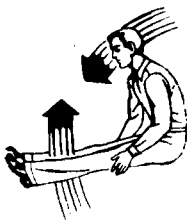
Вестибуляр аппарат (6.4-§ га қаранг) гравитацион майдон бўлмаганда қандай таъсирланса, вазнсизлик ҳолатида ҳам шундай таъсирланади, бу эса вестибуляр бузилишга олиб келади.

Вазнсизлик шароитида одам гавдаси ҳаракатининг хусусиятларини батафсилроқ кўриб ўтамиз.

Одамнинг механика қонунларини тажрибада ўзлаштириши унинг жуда ёшлик вақтиданоқ бошланади: биз ўтиришни, туршни, юришни, югуришни, жисмоний машқ бажаришни, велосипедда сайр қилишни ва ҳоказоларни ўрганамиз. Буларнинг ҳаммаси уларга мос ҳолда ёзилган қонунларнинг назарий тушунчалари билан танишмасданоқ эришилади. Одам механик ҳаракатларни онгсиз бажаришга одатланиб қолади. Масалан, одам ядрони иргитишда акс таъсир кучидан йиқилиб кетмаслик учун оёғи билан ерга ихтиёрсиз таянади, ишчи болга билан урганда гавданинг айланиб кетишига тўққинлик қилиш учун мускулларини ихтиёрсиз зўриқтиради ва ҳоказо.

Парадоксал ҳодиса, лекин одам механика қонунларига шунчалик одатланиб қолганки, уларнинг намоён бўлишини, алоҳида, кам учрайдиган ва кам ўрганилган ҳоллардагина сеза бошлайди.

Механика қонунларининг амалиётдаги муҳим хусусиятларидан бир кўринишига одамнинг вазнсизлик ҳолатида ёки таянчсиз фазодаги (шундай деб айтиш қабул қилинган) ҳаракатланиш системасининг фаолияти киради. Импульснинг сақланиш қонунидан фойдаланиб, массаси 100 кг бўлган одам вазнсизлик ҳолатида массаси 0,1 кг бўлган жисми 3 м/с тезлик билан отганда, унинг ўзи қарама-қарши йўналишда 0,3 м/с тезлик билан ҳаракатланишини



9.10-расм.



6.11-расм.

ҳисоблаш қийин эмас. Агар жисмни қўли келг ёйиб отилса, одам гавдаси айлана бошлайди. Бундай ҳоллар импульснинг сақланиш қонуни ва импульс моментининг вазнсизлик шароитида ер шаронтидагига нисбатан бошқача кўринишларини кўрсатади. Вазнсизлик ҳолатида ҳаракатланаётган жисм, бошқа жисм билан ўзаро таъсирлашгандагина тўхтайди. Агар гимнастикачи ер шаронтида етарлича аниқлик билан бажара оладиган «бурчак» машқини, одам вазнсизлик шароитида амалга оширмақчи бўлса, импульс моментининг сақланиш қонунига асосан, оёқнинг ҳаракати, одам гавдасининг қарама-қарши йўналишдаги айланишини юзага келтиради (6.10-расм). Вазнсизлик ҳолатида ва шу билан бирга эркин тушишда танани буриш бутун гавда қисмларини айлантириш йўли билан амалга оширилади. Масалан, қўли бош устида конуссимон айланма ҳаракатга келтирса: бу одам танасининг симметрия ўқи атрофидаги айланишини юзага келтиради (6.11-расм).

Агар одам вазнсизлик ҳолатида гайкани бураб маҳкамласа, унинг ўзи тескари йўналишда айлана бошлайди.

Вазнсизлик ҳолатида ҳам ўша бизга маълум бўлган Ньютон қонунлари ўз таъсирини кўрсатади, лекин одам вазнсизлик ҳолатидаги бошқача ҳаракатланиш шароитига «ўрганиши» лозим. Бош, қўл ва оёқлар билан кескин ҳаракат қилиш, қандайдир буюмларни отиб юбориш одам гавдаси ҳаракатини бутунлай ўзгартириши мумкин.

Бу ҳолини космонавтлар космосга учишга тайёргарлик кўринишида ва учиб юриш пайтида ҳам ҳисобга олишади. Сайёрамиздан очиқ космосга биринчи бор чиққан илсон А. А. Леонов ўзининг китобида қуйидагиларни ёзади. «Одам бир оз тайёргарликдан сўнг техник воситаларга мурожаат қилмасдан, фақат мускул кучланишлари ҳисобига вазнсизлик ҳолатида, ҳаттоки таянчсиз «сузишда» ҳам ўзининг гавдасини ҳар қандай йўналишда тез ва аниқ ўзгартира олади. Менгича, вазнсизлик ҳолатида жуда кичик таянч нуқтаси бўлган ҳолда ҳам ҳаракат координациясини сезиларли даражада бузмасдан туриб, ҳар қандай ишни бажариш мумкин»*.

6.4-§. ВЕСТИБУЛЯР АППАРАТ ОРИЕНТАЦИЯЛАШНИНГ ИНЕРЦИАЛ СИСТЕМАСИ СИФАТИДА

Оддий шароитларда эркин ҳолда осилган маятникнинг вазияти оғирлик кучининг йўналишини кўрсатади (6.12-а расм). Агар маятник тезланишли ҳаракат қилаётган саноқ системаси (ноинерци-

* Леонов А. А., Лебедев В. И. Космонавтлар фаолиятининг психология хусусияти. М., 1971, 215, 217-б.

ал саноқ системаси) билан боғланган бўлса, унда унинг вазияти система тезланишига боғлиқ бўлади (6.12-б расм). Расмдан кўриниб турибдики, Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан:

$$F_H + mg = F_p = ma,$$

бу ердан натижаловчи куч эса $F = mg \operatorname{tg} \alpha$, ёки $ma = mg \operatorname{tg} \alpha$ бундан

$$a = g \operatorname{tg} \alpha.$$

$$(6.5)$$

Демак, ҳатто оддий математик маятник ҳам системанинг тезланиши модулини ва йўналишини аниқлашда қўлланилиши мумкин.

Система тезланишини аниқлашда энг қулай индикатор 6.13-расмда тасвирланган бўлиб, бунда массаси аниқ бўлган жисм олти-та пружинада маҳкамланган. Пружиналарнинг деформацияланиши катталигига қараб жисмга таъсир этаётган кучнинг катталиги ва йўналишини ҳамда бундан жисмнинг эркин тушиши тезланишини ҳисобга олган ҳолда системанинг тезланишини ҳам аниқлаш мумкин. Бундай турдаги индикаторлар космонавтика масалаларини ечиш муносабати билан инерционал навигацияда кенг қўлланилмоқда.

Аслида, агар системанинг тезланиши, масалан, ракетанинг ҳар бир вақт оралиғидаги тезланиши маълум бўлса, тезликнинг вақтга боғлиқлигини қуйидагича топиш мумкин:

$$v = \int a dt, \quad (6.6)$$

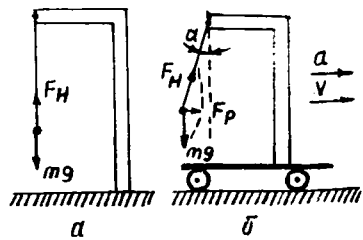
$v = f(t)$ ни аниқлаб, системанинг истаган пайтдаги вазиятини аниқлаш мумкин:

$$x = \int v_x dt, \quad y = \int v_y dt, \quad z = \int v_z dt. \quad (6.7)$$

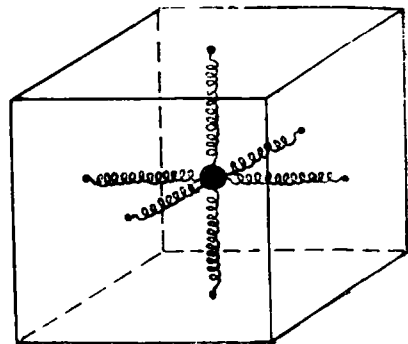
Шундай қилиб, ракета танқарисида турган воситаларсиз, мустақил ҳолда, унинг эгаллаган ўрнини ихтиёрий вақтдаги тезлиги ва тезланишини аниқлаш мумкин.

Бундай мосламалар *ориентациялашнинг инерциал системалари* дейилади.

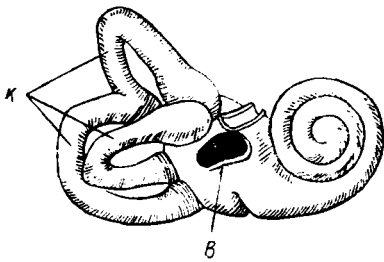
Одам организмда ҳам ориентациялашнинг инерциал системаси мавжуд бўлиб, бу аъзо вестибуляр аппаратдир*. У ички қулоқда жойлашган бўлиб, учта ўзаро перпендикуляр ярим доира



6.12-расм.



6.13-расм.



6.14-расм.

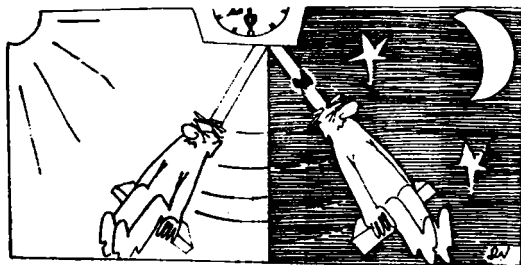
каналлардан ва бўшлиқ ички қулоқ дахлиз В дан иборат (6.14-расм). Дахлиз деворларининг ички сиртида ва ярим доира каналларининг қисмида эркин учлари қилчалар кўринишида бўлган сезгир нерв ҳужайралари гуруҳи жойлашган. Дахлиз ва ярим доира каналлари ичида майда кальций фосфат ва кальций карбонат (отолит) кристалчаларидан иборат бўлган ва асосий мембрананинг айрим қисмларини тебратувчи деярли қисилмас суюқлик эндолимфа мавжуд. Бошнинг тезланишли силжиши эндолимфанинг ва отолитларнинг силжишини вужудга келтиради, бу эса нерв ҳужайралари томонидан (қилчалар орқали) қабул қилинади. Вестибуляр аппарат ҳар қандай бошқа физик системалар каби гравитацион таъсирини система тезланишли ҳаракати давомида юзага келган таъсирдан ажрата олмайди.

Бизнинг организмимиз оғирлик кучининг таъсирига мослашгани сабабли унинг таъсирига мос ҳолдаги биз одатланиб қолган ахборотни вестибуляр аппаратнинг ҳужайралари мияга хабар қилади, шу сабабли вазнсизлик ҳолати ва ўта юкланишлар биз томонимиздан вестибуляр аппарат (ва бошқа аъзолар) орқали одатдан ташқари ҳолат каби қабул қилинади. Таъсирни одатдагидек сезиш учун бу ҳолатга биз албатта мослашишимиз лозим.

Агар одамнинг вестибуляр аппаратига даврий равишда, масалан, кема чайқалишидагидек, таъсир кўрсатиб турилса, бу ҳол организмни *денгиз касаллиги* деб аталадиган алоҳида ҳолатга келтириши мумкин.

* 6.13-расмда тасвирланган системадан вестибуляр аппарат принципаал равишда шуниси билан фарқ қиладики, бу аппарат одамнинг тезланишини миқдорий жиҳатдан аниқлай олмайди. Бу ҳол машина берк кабинасида кетаётган одамнинг машина вазиятини аниқлай олишига имкон бермайди.

Механик тебранишлар ва тўлқинлар



Такрорланувчи ҳаракатлар ёки ҳолат ўзгаришларига *тебранишлар* дейилади (ўзгарувчан электр токи, маятникнинг ҳаракати, юрак иши ва шу кабилар). Табиатидан қатъий назар, барча тебранишларга баъзи умумий қонуниятлар ҳосилдир. Тебранишлар муҳитда тўлқинлар тарзида тарқалади. Ушбу бобда механик тебранишлар ва тўлқинлар кўриб чиқилади.

7.1-§. ГАРМОНИК ТЕБРАНИШЛАР

Турли хил кўринишдаги тебранишлар орасида энг оддий шакли *гармоник тебранишлардир*, яъни бу шундай тебранишки, тебраниш катталик вақтга боғлиқ ҳолда синус ёки косинус қонунига асосан ўзгаради.

Масалан, массаси m бўлган моддий нуқта пружинага осилган бўлсин (7.1-а расм). Бундай вазиятда эластиклик кучи F_1 билан оғирлик кучи бир-бирини мувозанатлайди. Агар пружинани бошланғич вазиятига нисбатан масофага чўзсак (7.1-б расм), бунда моддий нуқтага каттагина эластиклик кучи таъсир эта бошлайди. Гук қонунига биноан, эластиклик кучи пружинанинг чўзилиш узунлигига ёки моддий нуқтанинг силжиш катталиги x га пропорционал ўзгаради;

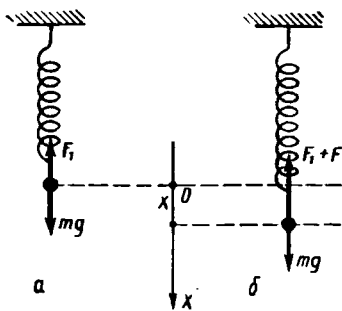
$$F = -kx, \quad (7.1)$$

Бу ерда k пружинанинг бикрлиги бўлиб, минус ишораси кучнинг ҳамма вақт мувозанат вазиятига томон йўналганини кўрсатади, яъни $x > 0$ да $F < 0$ бўлади, $x < 0$ да $F > 0$ бўлади.

Бошқа бир мисол олайлик: математик маятник ўзининг мувозанат ҳолатига нисбатан унча катта бўлмаган бирор α бурчакка оғдирилган бўлсин (7.2-расм). У ҳолда маятникнинг ҳаракатлавиш траекториясини OX ўқи билан устма-уст тушган тўғри чизиқдан иборат деб ҳисоблаш мумкин. Бу ҳолда қуйидаги тахминий тенглик бажарилади:

$$\approx \sin \alpha \approx \text{tg } \alpha \approx x/l,$$

бу ерда x — моддий нуқтанинг мувозанат вазиятига нисбатан силжиши; l — маятник ипининг узунлиги.



7.1-расм.

Моддий нуқтага (7.2-расм) изнинг таранг-ланиш кучи F_n ва оғирлик кучи mg таъсир қилади. Уларнинг тенг таъсир этувчиси қуйи-дагига тенг:

$$F = -mgtg\alpha = -mgx/l = -kx, \quad (7.2)$$

бу ердан

$$k = mg/l. \quad (7.3)$$

(7.2) ва (7.1) ни бир-бири билан таққослаб, бу мисолда тенг таъсир этувчи куч эластиклик кучига ўхшаб моддий нуқтанинг кўчишига пропорционал ва мувозанат вазияти томон йўналганини кўрамиз.

Табиати жиҳатидан ноэластик хоссалари бўйича эластик жисملарнинг жуда кичик деформацияларида пайдо бўладиган кучларга ўхшаган кучларни *квазиэластик* кучлар дейи-лади.

Ньютоннинг иккинчи қонуни формуласига (7.2) ифодани қўй-сак, $(-kx = m(d^2x/dt^2))$ тенглама ҳосил бўлади.

$$\omega_0^2 = k/m^* \quad (7.4)$$

ўрнига қўйиш билан, иккинчи тартибли дифференциал тенгламага эга бўламиз:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\omega_0^2 x. \quad (7.5)$$

Бу тенгламанинг ечими гармоник қонунга олиб келади:

$$x = A \cos(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (7.6)$$

бу ерда $\omega_0 t + \varphi_0 = \varphi$ — тебраниш фазаси; φ_0 — бошланғич фаза ($t=0$ бўлган ҳолда), ω — тебранишларнинг доиравий частотаси, A — уларнинг амплитудаси.

* R/m нисбатан мусбат, шунинг учун уни бирор катталиқнинг квадрати билан алмаштириш маъсадга мувофиқдир.

Тебранишлар амплитудаси ва бошланғич фазаси ҳаракатнинг бошланғич шартлари, яъни моддий нуқтанинг $t=0$ пайтдаги вазияти ва тезлиги билан аниқланади.

Шундай қилиб, пружинага осилган моддий нуқта (пружинали маятник) ёки ипга осилган моддий нуқта (математик маятник) гармоник тебранади.

Гармоник тебранишларнинг дифференциал тенгламаси (7.6) ни келтириб чиқаришда ω_0 катталиқ юзаки киритилган эди, лекин ω_0 катта физик мазмунга эга, чунки у системанинг тебранишлар частотаси $\nu = \omega_0/2\pi$ ни аниқлаб, бу частотанинг қандай факторларга: биринчи мисолда эластикликка ва пружинали маятникнинг массасига, иккинчи мисолда маятникнинг узунлигига ва эркин тушиш тезлашишига боғлиқлигини кўрсатади.

Тебранишлар даврини

$$T = 2\pi/\omega_0 \quad (7.7)$$

формула ёрдамида топиш мумкин.

(7.4)дан фойдаланиб, пружинали маятникнинг даврини аниқлаш формуласини келтириб чиқарамиз:

$$T = 2\pi \sqrt{m/k}; \quad (7.8)$$

бу тенгламадаги k нинг ўрнига унинг (6.3)даги ифодасини қўйиб, математик маятникнинг даврини топамиз:

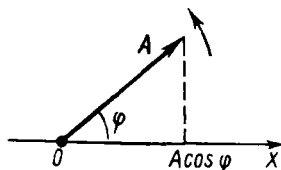
$$T = 2\pi \sqrt{l/g}. \quad (7.9)$$

Гармоник тебранишларни векторли диаграммалар ёрдамида тасвирлаш жуда қулайдир. Бу усул қуйидагича амалга оширилади. Абсцисса ўқининг бошидан A векторни ўтказамиз, унинг OX ўқидаги проекцияси $A \cos \varphi$ га тенг (7.3-расм). Агар A вектор соат стрелкаси йўналишига тескари йўналишда ω_0 бурчак тезлик билан бир текис айлана бўйлаб ҳаракатланаётган бўлса, унда $\varphi = \omega_0 t + \varphi_0$ бўлади, бу ердан φ_0 катталиқ φ нинг бошланғич қиймати бўлиб, A векторнинг OX ўқидаги проекцияси вақт ўтиши билан (7.6) формулада кўрсатилган қонун бўйича ўзгаради. Бундай тасаввурда тебранишлар амплитудаси, айлана бўйлаб текис ҳаракатланаётган векторнинг модули, тебранишлар фазаси — OX ўқ билан радиус вектор орасидаги бурчак, бошланғич фаза — бошланғич бурчак, тебранишларнинг доғравий частотаси — A векторнинг айланма ҳаракатидаги бурчак тезлиги, тебранишлар ҳаракат қилаётган нуқтанинг силжииши

A векторнинг OX ўқидаги проекциясидир.

Моддий нуқтанинг гармоник ҳаракатидаги тезлигини топиш учун (7.6)дан вақт бўйича ҳосилла олиш лозим:

$$\begin{aligned} v &= dx/dt = -A\omega_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) = \\ &= v_{\max} \sin(\omega_0 t + \varphi_0), \end{aligned} \quad (7.10)$$



7.3-расм.

бунда $v_{\max} = A\omega_0$ — тезликнинг энг катта қиймати (тезлик амплитудаси).

Тригонометрик формулалардан фойдаланиб, (7.10)ни қуйидаги кўринишга келтирамиз:

$$v = v_{\max} \cos [(\pi/2) + (\omega_0 t + \varphi_0)]. \quad (7.11)$$

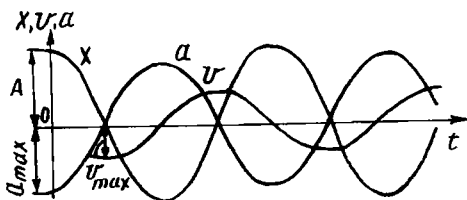
(7.11) ва (7.6)ни бир-бири билан таққослаб, тезлик фазаси силжиш фазасидан $\pi/2$ га ортиқ эканлигини ёки тезлик силжишдан фаза жиҳатидан $\pi/2$ га олдинда юришини кўрамиз. (7.10)ни дифференциаллаб, тезланишни топамиз:

$$a = dv/dt = -A\omega_0^2 \cos (\omega_0 t_0 + \varphi_0) = -a_{\max} \cos (\omega_0 t + \varphi_0), \quad (7.12)$$

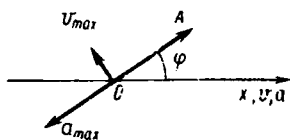
бунда $a_{\max} = A\omega_0^2$ — тезланишнинг энг катта қиймати (тезланиш амплитудаси). (7.12) нинг ўрнига қуйидагини ёзамиз:

$$a = a_{\max} \cos [\pi + (\omega_0 t + \varphi_0)]. \quad (7.13)$$

(7.13) ва (7.6) ни бир-бирига таққослашдан тезланиш фазаси билан силжиш фазалари бир-биридан π га фарқ қилишини ва бу катталиклар қарама-қарши фазаларда ўзгараётганини кўрамиз. Силжиш, тезлик ва тезланишнинг вақтга боғлиқ ҳолда ўзгариши графиги 7.4-расмда ва уларнинг векторли диаграммалари 7.5-расмда кўрсатилган.



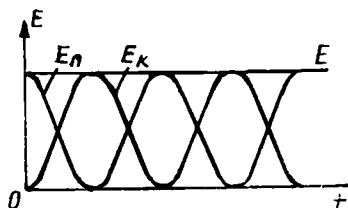
7.4-расм.



7.5-расм.

7.2-§. ТЕБРАНМА ҲАРАКАТНИНГ КИНЕТИК ВА ПОТЕНЦИАЛ ЭНЕРГИЯСИ

Тебранма ҳаракат қилаётган моддий нуқтанинг кинетик энергиясини (7.10) ифодадан фойдаланган ҳолда бизга олдиндан маълум бўлган формула ёрдамида ҳисоблаймиз:



7.6-расм.

$$\begin{aligned} E_k &= \frac{1}{2} m v_{\max}^2 \sin^2 (\omega_0 t + \varphi_0) = \\ &= \frac{1}{2} m A^2 \omega_0^2 \sin^2 (\omega_0 t + \varphi_0) = \\ &= \frac{1}{2} k A^2 \sin^2 (\omega_0 t + \varphi_0). \end{aligned} \quad (7.14)$$

Эластик деформация потенциал энергиясининг умумий формуласи $E = \frac{1}{2} k x^2$ га асосланган ҳолда ва (7.6) ифо-

дадан фойдаланиб, тебранма ҳаракатнинг потенциал энергиясини топамиз:

$$E_n = 1/2 kA^2 \cos^2 (\omega_0 t + \varphi_0). \quad (7.15)$$

Кинетик (7.14) ва потенциал (7.15) энергияларни ифодаловчи формулаларни ўзаро қўшиб, тебранма ҳаракат қилаётган моддий нуқтанинг тўла энергиясини топамиз:

$$E = E_k + E_n = 1/2 kA^2 \sin^2 (\omega_0 t + \varphi_0) + 1/2 kA^2 \cos^2 (\omega_0 t + \varphi_0) = 1/2 kA^2 [\sin^2 (\omega_0 t + \varphi_0) + \cos^2 (\omega_0 t + \varphi_0)] = 1/2 kA^2. \quad (7.16)$$

Олдин айтиб ўтилганидек, қаршилик кучи бўлмаганда система-нинг тўла механик энергияси ўзгармайди:

$$E = 1/2 kA^2 = 1/2 m\omega_0^2 A^2. \quad (7.17)$$

Тебранма ҳаракат қилаётган система кинетик, потенциал ва тўла энергияларининг вақтга боғлиқ ҳолда ўзгарishi 7.6-расмда кўрсатилган.

7.3-§. ГАРМОНИК ТЕБРАНИШЛАРНИ ҚЎШИШ

Моддий нуқта бир вақтнинг ўзида бир неча тебранишларда иштирок этиши мумкин. Бу ҳолда натижавий ҳаракатнинг тенгламаси ва троекториясини топиш учун тебранишларни қўшиш лозим. Гармоник тебранишларни қўшиш бирмунча осонроқ бажарилади.

Шундай иккита масалани кўриб ўтамиз.

Бир тўғри чизиқ бўйлаб йўналган гармоник тебранишларни қў-шиш. Моддий нуқта бир вақтнинг ўзида бир тўғри чизиқ бўйлаб йўналган икки тебранишда қатнашаётган бўлсин. Бундай тебра-нишлар аналитик кўринишда қуйидаги тенгламалар билан ифода-ланади:

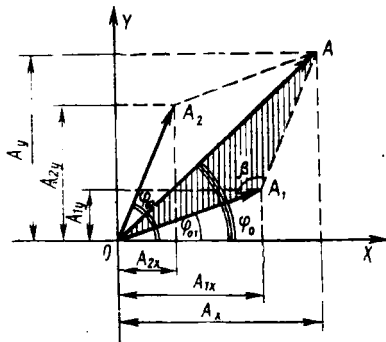
$$x_1 = A_1 \cos (\omega_0 t + \varphi_0), \quad x_2 = A_2 \cos (\omega_0 t + \varphi_0).$$

Қўшилиувчи тебранишларнинг частоталари бир хил бўлсин: $\omega_0 = \omega_0 = \omega_0$, унда нуқтанинг нати-жавий силжishi:

$$x = x_1 + x_2 = A_1 \cos (\omega_0 t + \varphi_0) + A_2 \cos (\omega_0 t + \varphi_0). \quad (7.18)$$

Шундай қўшишни векторли диа-грамма ёрдамида бажарайлик.

A_1 ва A_2 векторларнинг бошлан-ғич пайтдаги вазиятини тасвирлай-миз (7.7-расм), бу векторларнинг Ox ўқ билан ҳосил қилган бурча-лари қўшилиувчи тебранишлар бош-ланғич фазалари φ_{01} ва φ_{02} га тенг. A вектор натижавий тебраниш амплитудаси.



7.7-расм.

литудасидир A_1 ва A_2 бир хил бурчак тезлик билан айланаётгани учун уларнинг йиғиндиси A вектор ҳам худди ўшандай бурчак тезлик билан айланма ҳаракат қилади, яъни натижавий ҳаракат ҳам ω_0 доиравий частотага эга бўлган гармоник ҳаракат бўлиб, қуйидагича ифодаланади:

$$x = A \cos(\omega_0 t + \varphi_0). \quad (7.19)$$

Бу тебранишнинг A амплитудасини ва φ_0 бошланғич фазасини унинг берилган A_1, A_2 φ_{01} ва φ_{02} бошланғич қийматлари орқали ифодалаймиз. 7.70-расмда штрихланган учбурчакка косинуслар теоремасини қўллаб, қуйидаги тенгламани ҳосил қиламиз:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1 A_2 \cos\beta.$$

Бу ердан $(-\cos\beta = -\cos[\pi - (\varphi_{02} - \varphi_{01})]) = \cos(\varphi_{02} - \varphi_{01})$.
бўлганидан

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_{02} - \varphi_{01})}. \quad (7.20)$$

7.7-расмдан кўришиб турибдики. A нинг OY ўқдаги проекциясининг A нинг OX ўқдаги проекциясига нисбати ёки A_y/A_x нисбат $\operatorname{tg}\varphi_0$ га тенг. Йиғиндисининг проекцияси проекциялар йиғиндисига тенглигини ҳисобга олиб, қуйидаги тенгламаларга эга бўламиз:

$$A_y = A_{1y} + A_{2y} = A_1 \sin \varphi_{01} + A_2 \sin \varphi_{02}, \quad (7.21)$$

$$A_x = A_{1x} + A_{2x} = A_1 \cos \varphi_{01} + A_2 \cos \varphi_{02}.$$

$$\operatorname{tg}\varphi_0 = A_y/A_x = (A_1 \sin \varphi_{01} + A_2 \sin \varphi_{02}) / (A_1 \cos \varphi_{01} + A_2 \cos \varphi_{02}).$$

Шундай қилиб, қўйилган масала ечилди:

(7.20) ва (7.21) формулалар ёрдамида натижавий тебранишнинг амплитудасини ва бошланғич фазасини топиш мумкин. (7.20) ифодадан қуйидаги хусусий ҳоллар келиб чиқади:

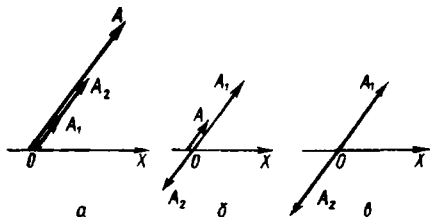
1) $\varphi_{02} - \varphi_{01} = 2k\pi$, $\cos 2k\pi = +1$, бу ерда $k=0, 1, 2, \dots$ у ҳолда

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2} = A_1 + A_2, \quad (7.22)$$

агар бошланғич фазалар айирмаси жуфт π сонига тенг бўлса, натижавий тебраниш амплитудаси қўшилувчи тебранишлар амплитудаларининг йиғиндисига тенг (7-8-а расм);

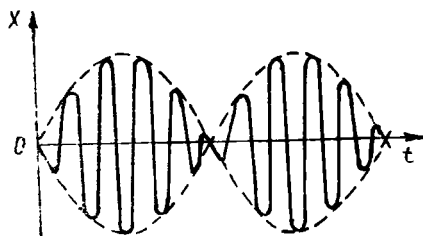
2) $\varphi_{02} - \varphi_{01} = (2k+1)\pi$,
 $\cos(2k+1)\pi = -1$, у ҳолда

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 - 2A_1 A_2} = |A_1 - A_2|, \quad (7.23)$$



7.8-расм.

яъни (7.23)дан агар бошланғич фазалар айирмаси тоқ π сонларига тенг бўлса, натижавий тебраниш амплитудаси қўшилувчи тебранишлар амплитудаларининг айирмасига тенг (7.8-б расм). Хусусан, $A_1=A_2$ бўлганда $A=0$, яъни тебраниш юз бермайди (7.8-в расм). Бу етарлича аниқ бўлади, агар моддий нуқта бир вақтнинг ўзида бир хил амплитудали иккита қарама-қарши фазали тебранишда иштирок этаётган бўлса, бунда нуқта қўзғалмас ҳолда қолади. Агар қўшилувчи тебранишларнинг частоталари бир хил бўлмаса, унда мураккаб тебранишлар ҳосил бўлиб, тебраниш гармоник бўла олмайди.



7.9-расм.

Қўшилувчи тебранишлар частоталари бир-биридан кам фарқ қиладиган $\omega_{01} \approx \omega_{02}$ ҳол қизиқарлидир. Бунда натижавий тебранишлар амплитудаси секин ўзгарувчи (амплитуда модуляцияси) гармоник тебранишга ўхшайди. Бундай тебранишлар *тепилишлар* деб айтилади (7.9-расм).

Ўзаро перпендикуляр бўлган тебранишларни қўйиш. Моддий нуқта бир вақтнинг ўзида икки тебранишда иштирок этаётган бўлсин: бири OX ўқи йўналиши бўйлаб, иккинчиси OY ўқи бўйлаб йўналган бўлсин. Бу тебранишлар қуйидаги тенгламалар билан берилган:

$$x = A_1 \cos(\omega_{01}t + \varphi_{01}); \quad y = A_2 \cos(\omega_{01}t + \varphi_{02}). \quad (7.24)$$

Тебранишлар частотаси бир хил деб фараз қилайлик, яъни $\omega_{01} = \omega_{02} = \omega_0$, у ҳолда

$$x = A_1 \cos(\omega_0 t + \varphi_{01}); \quad y = A_2 \cos(\omega_0 t + \varphi_{02}). \quad (7.25)$$

(7.25) тенглама моддий нуқта ҳаракати траекториясини параметрик кўринишида ифодалайди. Агар бу тенгламаларга вақт t нинг турли қийматлари қўйилса, x ва y нинг координаталарини аниқлаш мумкин, координаталар тўплами эса траекториядир. Траекторияни бирмунча кўргазмалироқ қилиб $y=f(x)$ кўринишидаги боғланиш ёрдамида бериш мумкин, лекин бу боғланишни ҳосил қилишда t параметрни (7.25) тенгламадан чиқариш лозим. Математик шакл алмаштиришлар ўтказиб, эллипс тенгламасини ҳосил қиламиз:

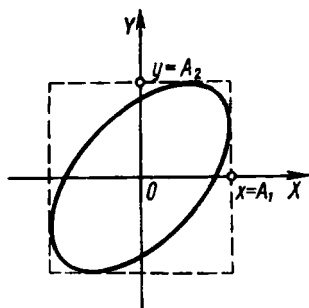
$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} - 2 \frac{xy}{A_1 A_2} \cos(\varphi_{02} - \varphi_{01}) = \sin^2(\varphi_{02} - \varphi_{01}). \quad (7.26)$$

Шундай қилиб, моддий нуқта бир вақтнинг ўзида бир хил частотали ўзаро перпендикуляр иккита гармоник тебранишда қатнашса, моддий нуқта эллиптик траектория бўйлаб ҳаракатланади (7.10-расм).

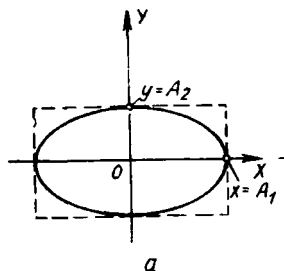
(7.26) ифодадан айрим хусусий ҳоллар келиб чиқади:

1) $\varphi_{02} - \varphi_{01} = (2k+1)\pi/2$, бунда $k=0, 1, 2, \dots$;
 $\cos[(2k+1)\pi/2] = 0$, $\sin[(2k+1)\pi/2] = 1$;
 бунда (7.26) формула қуйидаги кўринишни олади:

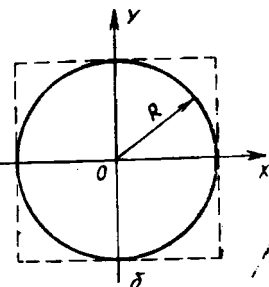
$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} = 1. \quad (7.27)$$



7.10-расм.



7.11-расм.



(7.27) формула эллипс тенгламасининг энг содда ёки каноник шакли бўлиб, унинг координата ўқларига нисбатан симметрик жойлашишига мос келади (7.11-а расм). (7.27)дан $A_1 = A_2 = R$ бўлганда (7.11-б расм) R радиусли айлана тенгламаси ҳосил бўлади:

$$x^2 + y^2 = R^2. \quad (7.28)$$

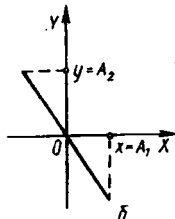
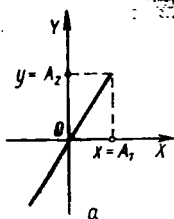
2) $\varphi_{02} + \varphi_{01} = k\pi$, бу ерда $k = 0, 1, 2, \dots$;
 $\cos k\pi = \pm 1$, $\sin^2 k\pi = 0$ ва бунда (7.26) тенглама қуйидаги кўринишни олади:

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} \pm 2 \frac{xy}{A_1 A_2} = 0, \quad (7.29)$$

ёки шакл алмаштиришлардан сўнг

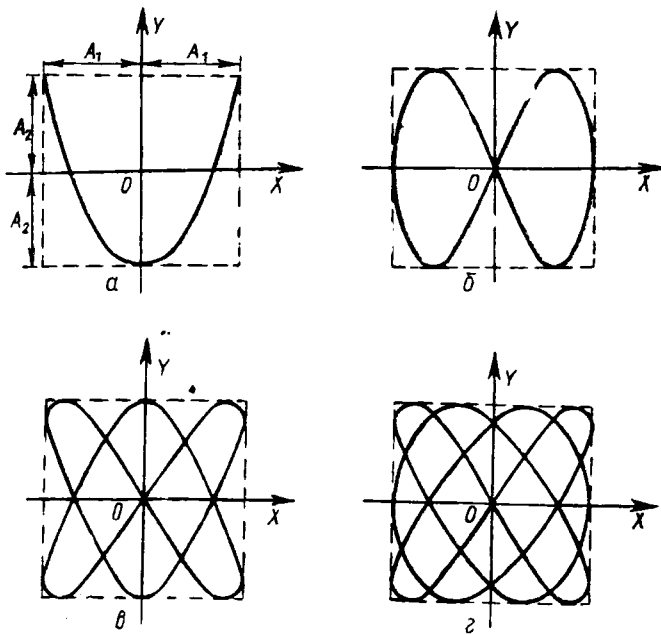
$$\left(\frac{x}{A_1} \pm \frac{y}{A_2}\right)^2 = 0, \quad \frac{x}{A_1} \pm \frac{y}{A_2} = 0, \quad y = \pm \frac{A_2}{A_1} x. \quad (7.30)$$

Бу эллипсининг бузилишидан ҳосил бўлган *тўғри чизиқ* тенгламасидир. [7.12-а расм, унга (7.30) тенгламанинг «+» ишораси, 7.12-б расм учун эса «-» ишораси мос келади]. Турли частотали ўзаро перпендикуляр тебранилар қўшилганда, моддий нуқтанинг турлича траекторияли фигуралар ҳосил бўлади. Бу фигураларни *Лиссажу фигуралари* деб айтилади.



7.12-расм.

Лиссажу фигураларининг кў-



7.13-расм.

ринишлари частоталар нисбати ва қўшилиувчи тебранишлар бош-ланғич фазаларининг айирмасига боғлиқ (7.13-расм).

- а) $\omega_1/\omega_2 = 1/2$, $\varphi_{01} - \varphi_{02} = 0$;
- б) $\omega_1/\omega_2 = 1/2$, $\varphi_{01} - \varphi_{02} = \pi/2$;
- в) $\omega_1/\omega_2 = 2/3$, $\varphi_{01} - \varphi_{02} = \pi/2$;
- г) $\omega_1/\omega_2 = 3/4$, $\varphi_{01} - \varphi_{02} = \pi/2$.

7.4-§. МУРАККАБ ТЕБРАНИШ. МУРАККАБ ТЕБРАНИШИНИНГ ГАРМОНИК СПЕКТРИ

Тебранишларни қўшиш тебранишларнинг янада мураккаброқ шакллрига олиб келишини 7.3-§ да кўриб ўтдик. Амалий мақсадлар учун эса тесқари амални бажариш, яъни мураккаб тебранишларни оддий, одатдагидек гармоник тебранишларга ажратишга тўғри келади.

Фурье кўрсатдики, ҳар қандай мураккабликдаги даврий функция частоталари мураккаб даврий функция частотасига қаррали бўлган гармоник функцияларнинг йиғиндисен кўринишида ифодаланиш мумкин.

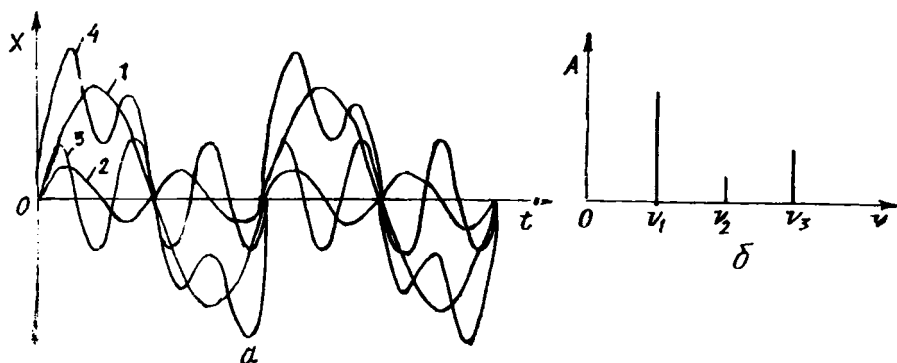
Даврий функциянинг гармоник функцияга бундай ёйилиши ва бинобарин турли хилдаги даврий жараёнларнинг (механик, электр ва ҳоказо) оддий гармоник тебранишларга ажратилиши, гармоник анализ дейилади.

Шундай математик ифодалар мавжудки, улар гармоник қонуш

асосида ўзгарувчи функцияларнинг ташкил этувчиларини топишга имкон беради. Тебранишларнинг гармоник анализи медицина мақсадлари учун ҳам махсус қурилмалар ёрдамида амалга оширилади, бу қурилмаларни *анализаторлар* дейилади.

Мураккаб тебранишни таркибий қисмларга ажратиш билан ҳосил қилинган гармоник тебранишлар тўпламига *мураккаб тебранишларнинг гармоник спектри* дейилади.

Мураккаб тебранишлар гармоник спектрини кўрсатишнинг қулай усулларида бири ҳар бир алоҳида гармоникалар частоталари (ёки доиравий частоталари) тўплами каби, шу частоталарнинг ҳар бирига мос ҳолдаги амплитудалари бўйича ифодаланган қулай. Буни график усулда янада кўрғазмали қилиб кўрсатилади. Мисол сифатида 7.14-а расмда мураккаб тебранишнинг графиги (эгри чи-



7.14-расм.

зиқ 4 билан) ва унинг ташкил этувчилари бўлган гармоник тебранишлар тасвирланган (1, 2 ва 3 эгри чизиқлар), 7.14-б расмда шу мисолга мос келган мураккаб тебранишлар гармоник спектри кўрсатилган.

Мураккаб тебранишларнинг гармоник анализи ҳар қандай мураккаб тебранишлар жараёнини етарлича анализ қилиш, ёзиш имкониятига эга, шу сабабли у акустикада, радиотехникада, электротехникада, фан ва техниканинг бошқа соҳаларида кенг қўлланилади.

7.5-§. СЎНУВЧИ ТЕБРАНИШЛАР

Гармоник тебранишларни ўрганишда реал системаларда мавжуд бўлган ишқаланиш ва қаршилик кучлари ҳисобга олинмаган эди. Бу кучларнинг таъсири ҳаракатнинг характерини аҳамиятга оларли даражада ўзгартиради, шу сабабли тебраниш *сўнувчи* бўлиб қолади.

Агар системада квазиэластик кучдан ташқари муҳитнинг қаршилик кучлари-ишқаланиш кучлари таъсир этаётган бўлса, Ньютоннинг иккинчи қонунини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx + F_{\text{ишқ.}} \quad (7.31)$$

Бу дифференциал тенгламани ечиш учун ишқаланиш кучининг қайси параметрларга боғлиқлигини билиш лозим. Одатда унча катта бўлмаган амплитуда ва частоталарда ишқаланиш кучи тезликка пропорционал бўлиб, табиийки тезлик йўналишига қарама-қарши йўналади:

$$F_{\text{ишқ}} = -rv = -r \frac{dx}{dt}, \quad (7.32)$$

бу ерда r — ишқаланиш коэффициентини бўлиб, муҳитнинг ҳаракатга қаршилик кўрсата олиш хоссасини характерлайди. (7.32) ни (7.31) га қўямиз:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx - r \frac{dx}{dt},$$

ёки

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 = 0, \quad (7.33)$$

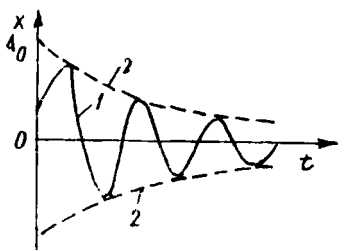
бу ерда $2\beta = r/m$; $\omega_2 = k/m$; β — сўниш коэффициентини, ω_0 — системанинг хусусий тебранишлари доиравий частотаси.

(7.33) тенгламанинг ечими $\omega^2 = \omega_0^2 - \beta^2$ — айирманинг ишорасига боғлиқ; бунда ω — сўнувчи тебранишларнинг доиравий частотаси. $\omega_0^2 - \beta^2 > 0$ сўнувчи тебранишларнинг ω доиравий частотаси ҳақиқий катталиқ бўлиб, (7.33) нинг ечими қуйидагича бўлади:

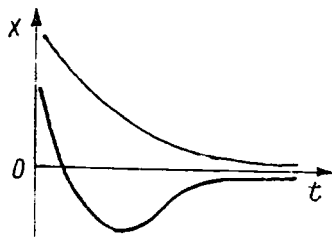
$$x = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0). \quad (7.34)$$

Бу функциянинг графиги 7.15-расмда узлуксиз 1 чизиқ билан кўрсатилган; амплитуданинг ўзгариши эса 2 штрихланган чизиқ билан тасвирланган:

$$A = \pm A_0 e^{-\beta t}. \quad (7.35)$$



7.15-расм.



7.16-расм.

Сўнувчи тебранишлар даври ишқаланиш коэффициентига боғлиқ бўлиб, қуйидаги формула ёрдамида аниқланади:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}. \quad (7.36)$$

Ишқаланиш кучининг жуда кичик қийматларида ($\beta^2 \ll \omega^2$) сўнувчи тебранишлар даври сўнмас эркин тебранишлар даврига тенг бўлади:

$$T \approx \frac{2\pi}{\omega_0}.$$

Тебраниш амплитудасининг камайиши тезлиги сўниш коэффициентини билан аниқланади: β қанча катта бўлса, демак муҳит қаршилиги шунча катта ва тебраниш амплитудаси шунча тез камаяди. Лекин амалда кўпчилик ҳолларда сўнувчанлик даражаси сўнишнинг логарифмик декременти билан характерланади. Бир-бири билан бир тебраниш даврига тенг бўлган вақт ораллиқлари орқали ажратилган икки кетма-кет амплитудалар натурал логарифмлари нисбатига сўнишнинг логарифмик декременти дейилади ва у қуйидагича ифодаланади:

$$\lambda = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \ln \frac{A_0 e^{-\beta t}}{A_0 e^{-\beta(t+T)}} = \ln e^{\beta T},$$

демак, сўниш коэффициенти ва сўнишнинг логарифмик декременти ўзаро бир-бирига етарлича оддий боғланган экан:

$$\lambda = \beta T. \quad (7.37)$$

Сўниш коэффициенти катта бўлганда ($\beta^2 > \omega_0^2$) 7.36 формуладан кўриниб турибдики, тебраниш даври мавҳум қийматга эга бўлади. Бундай ҳолдаги ҳаракатни *апериодик ҳаракат** дейилади. Апериодик ҳаракатнинг мумкин бўлган кўринишлари 7.16-расмда графиклар кўринишида берилган. Бу ҳодисанинг электр тебранишларига тааллуқли бўлгани бирмунча кенгроқ кўринишида 18-бобда кўриб ўтилади.

Сўнмас (7.1-§ га қ.) ва сўнувчи тебранишлар *хусусий* ёки *эркин тебранишлар* дейилади. Улар бошланғич куч таъсирида ёки мувозанат вазиятига нисбатан бошланғич силжини туфайли ташқи таъсир кучларидан холи ҳолда бошланғич тўпланган энергия ҳисобига юз беради.

7.6-§. МАЖБУРИЙ ТЕБРАНИШЛАР. РЕЗОНАНС

Системада даврий қонуи асосида ўзгарувчи ташқи куч таъсирида вужудга келувчи тебранишлар *мажбурий тебранишлар* дейилади.

Фараз қилайлик, моддий нуқтага квазиэластик кучлардап ва ишқаланиш кучларидан ташқари ташқи мажбурловчи $F = F_0 \cos \omega t$ куч таъсир қилаётган бўлсин, бунда F_0 — амплитуда мажбурловчи кучнинг доиравий частотаси. Ньютоннинг иккинчи қонунига асосланган ҳолда дифференциал тенглама тузамиз:

* Агар бирор физик катталиқ мавҳум қийматлар қабул қилса, бу бирор ҳодисанинг ажойиблиги, «экстраординарликни» англатади. Қаралган мисолда экстраординарлик шундан иборатки, бунда жараён даврий бўлмай қолади.

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx - r \frac{dx}{dt} + F_0 \cos \omega t.$$

ёки

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = f_0 \cos \omega t, \quad (7.38)$$

бунда $f_0 = F_0/m$.

(7.38) дифференциал тенгламанинг ечими икки қўшилувчининг йингидисига тенг. Улардан бири сўнувчи тебранишларнинг (7.34) тенгламасига мос бўлиб, тебраниш барқарор бўлганда асосий роль ўйнайди (7.15-расмга қараи). Бирор вақтдан сўнг уни эътиборга олмаса ҳам бўлади. Иккинчи қўшилувчи мажбурий тебранишлар барқарор бўлгандаги моддий нуқтанинг силжииини тавсифлайди:

$$x = A \cos(\omega t + \varphi_0), \quad (7.39)$$

бу ерда

$$A = f_0 / \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}, \quad (7.40)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = -2\beta\omega / (\omega^2 - \omega_0^2), \quad (7.41)$$

(7.39)дан кўрииб турибдики, гармоник қонун асосида ўзгариб турувчи мажбурловчи куч таъсирида содир бўлган барқарор тебранишлар ҳам гармоник тебранишлар бўлади. Мажбурий тебранишлар частотаси мажбурловчи кучнинг частотасига тенг бўлади. Графики 7.17-расмда кўрсатилган мажбурий тебранишлар мажбурловчи кучга нисбатан фаза бўйича силжиган.

(7.40) мажбурий тебранишлар амплитудаси, мажбурловчи кучнинг амплитудасига тўғри пропорционал бўлиб, муҳитнинг сўндириш коэффициентини ҳамда хусусий ва мажбурий тебранишлар доиравий частотаси билан мураккаб боғланишига эга. Агар система учун ω_0 ва β берилган бўлса, мажбурловчи куч ўзгаришлари частотасининг маълум бир қийматида мажбурий тебранишлар амплитудаси ўзининг *резонансли қиймати* деб аталувчи максимал қийматига эришади, ω_0 ва β нинг берилган бирор қийматидаги максимал амплитудага эришини ҳодисасини *резонанс* деб айтилади.

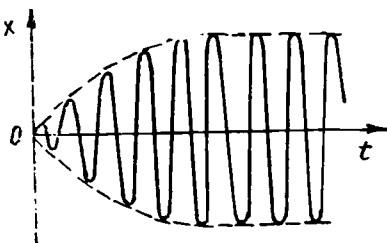
Агар (7.40)да маҳражнинг минимумга эга бўлиши шарти топилса, бу ҳолда доиравий частотанинг резонанс юз берган ҳолдаги частотасини топиш мумкин:

$$\omega_{\text{рез}} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} \quad (7.42)$$

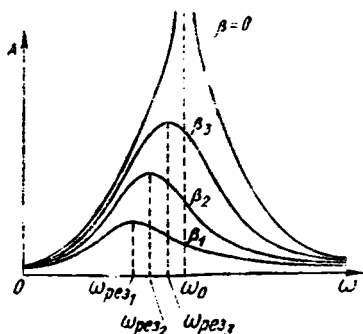
(7.42)ни (7.40)га қўйиб, резонанс пайтидаги тебраниш амплитудасини топамиз:

$$A = f_0 / (2\beta \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}). \quad (7.43)$$

(7.43)дан кўрииб турибдики агар муҳит қаршилиги бўлмаса



7.17-расм.



7.18-расм.

($\beta = 0$) мажбурий тебранишлар амплитудаси резонанс юз берганда чексиз катта бўлади. Бу ҳолда (7.42) дан $\omega_{рез} = \omega_0$ келиб чиқади, яъни мажбурулвчи кучнинг частотаси системанинг хусусий частотасига мос келганда системада сўнмас резонанс ҳодисаси юз беради.

Турлича сўндириш коэффициентига эга бўлган системада мажбурий тебраниш амплитудасининг мажбур этувчи кучнинг доправий частотасига боғлиқлиги графиги 7.18-расмда кўрсатилган.

Механик резонанс ҳодисасининг ҳам фойдали, ҳам зарарли таъсири бор. Резонансинг зарарли таъсирига энг асосан унинг юзага келтириши мумкин бўлган бузиш хоссасидир. Шу сабабли техникада турли хил вибрацияларни ҳисобга олган ҳолда резонанс ҳодисаси юз бериши мумкин бўлган шароитларни кўриб чиқиш лозим, аёе ҳолда вайронагарчиликка ва ҳалокатга олиб келиши мумкин. Умуман, жисмлар бир неча хусусий ва уларга мос ҳолда бир нечта мажбурий тебранишлар частотасига эга бўлади.

Агар одам ички органларининг сўндириш коэффициенти катта бўлмаганда эди, ташқи вибрациялар ва товуш тўлқинлари таъсири остида юзага келувчи резонанс ҳодисаси ички органларда ҳалокатли ҳолларни юзага келтириши мумкин эди: органларнинг узилиши, боғланишларнинг зарарланишига ва ҳоказо. Лекин турмушда етарлича меъёрида бўлган ташқи таъсирлар остида бундай ҳодисалар юз бермайди, чунки биологик системаларнинг сўндириш коэффициенти жуда каттадир. Шунга қарамай, ташқи механик тебранишлар таъсири туфайли ички органларда резонанс ҳодисаси юз беради. Инфратовуш тебранишларининг вибрацияларининг одам организмга кўрсатадиган салбий таъсирларидан бири шу бўлса керак.

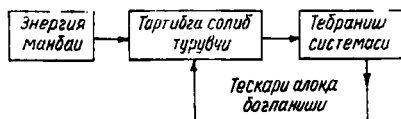
7.7-§. АВТОТЕБРАНИШЛАР

7.6-§ да кўрсатилганидек, системага даврий равишда ташқи кучлар (мажбурий тебранишлар) таъсир қилиб турса, системада қаршилик кучлари бор бўлганда ҳам тебранишлар юз беради. Бу ташқи таъсир кучи шу тебранаётган системанинг ўзига боғлиқ бўлмайди, лекин мажбурий тебранишлар амплитудаси ва частотаси бу ташқи таъсирга боғлиқ бўлади.

Бироқ шундай тебраниш системалари борки, йўқотилган энергияни даврий равишда, автоматик усулда ўзи тўлдириб турилишини постлайди ва шу сабабли узоқ вақт тебраниб туриши мумкин. Ташқи ўзгарувчан кучлар таъсиридан холи бўлган бирор системада мавжуд бўлган сўнмас тебранишлар *автотебранишлар*,

бундай тебранишлар ҳосил бўладиган системалар *автотебранишли системалар* дейилади.

Автотебранишлар амплитудаси ва частотаси мажбурий тебранишлардан фарқли равишда ташқи кучлар таъсири орқали аниқланмасдан, балки автотебранишлар системасининг хоссаларига боғлиқ.



7.19-расм.

Кўпчилик ҳолларда автотебранишлар системасини учта асосий элементлар орқали ифодалани мумкин: 1) хусусий тебранишлар системаси; 2) энергия манбаи; 3) хусусий тебранишлар системасига келиб турувчи энергияни мунтазам равишда тақсимлаб турувчи регулятор. Тебраниш системаси тесқари боғланиш канали орқали (7.19-расм) регуляторга таъсир кўрсатиб, регуляторни системанинг ҳолатидан хабардор қилади.

Механик автотебранишлар системасига классик мисол сифатида соатни олиш мумкин, соатда маятник ёки мувозанат юкчаси (посанги) тебранишлар системаси бўлиб, пружина ёки бирор балидликка кўтарилган тош энергия манбаи, анкер эса тебранишлар системасига манбадан келиб турган энергияни мунтазам равишда тақсимлаб турувчи регулятор вазифасини бажаради.

Кўнгина биологик системалар (юрак, ўпка ва бошқалар) автотебранишлар системасидир. Электромагнит автотебранишлар системаларига характерли мисол тариқасида электромагнит тебранишлар генераторини олиш мумкин (23-бобга қаранг).

7.8-§. МЕХАНИК ТЎЛҚИНЛАР ТЕНГЛАМАСИ

Механик тўлқин деб фазода тарқалувчи ва ўзи энергия элтувчи механик галаёнланишларга айтилади.

Механик тўлқинларнинг бир-биридан фарқ қилувчи икки хил кўриниши мавжуд: *эластик тўлқинлар* — эластик деформацияларнинг тарқалиши ва *суюқлик сиртида тарқалувчи тўлқинлар*.

Эластик тўлқинлар муҳитни ташкил этган заррачалар орасидаги боғланиш таъсир кучлари туфайли юз беради: битта заррачанинг мувозанат вазиятига нисбатан силжини, қўшини заррачанинг силжинига олиб келади. Бу жараён эса чекли тезлик билан фазода тарқалади.

Тўлқин тенгламаси тўлқин ҳосил бўлиш жараёнида тебранма ҳаракат қилаётган нуқта кўчсини билан унинг мувозанат вазияти координатаси ва вақт орасидаги боғланишни ифодалайди. *OX* йўналиши бўйлаб тарқалаётган тўлқин учун бу боғланиш умумий ҳолда қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$s = f(x, t).$$

Агар s ва x бир тўғри чизиқ бўйлаб йўналган бўлса, тўлқин *бўйлама*, агар s ва x ўзаро перпендикуляр йўналган бўлса, *кўйидаланг тўлқин* дейилади.

$$s = A \cos \omega t \qquad s = A \cos \omega(t - x/v)$$

7.20-расм.

Ясси тўлқини тенгламасини келтириб чиқарамиз. Тўлқин OX ўқи бўйлаб (7.20-расм) сўнмасдан шундай тарқалаётган бўлсинки, унинг ҳамма нуқталарининг амплитудалари бир хил ва A га тенг бўлсин. $x=0$ координатали нуқтанинг (тебранишлар манбаи) тебранишларини

$$x = A \cos \omega t$$

тенглама билан ифодалаймиз.

Тебранишлар координата бошидан бирор ихтиёрний x координатали нуқтагача t вақт ўтгандан сўнг етиб боради, шу сабабли бу нуқтанинг тебранишлари орқада қолади:

$$s = A \cos [\omega(t - \tau)]. \quad (7.44)$$

Тўлқиннинг тарқалиш вақти ва тезлиги ўзаро $\tau = x/v$ кўринишдаги боғланишга эга бўлган сабабли (7.44) ўринига

$$s = A \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \right] \quad (7.45)$$

тенгламани ҳосил қиламиз. Бу тенглама *ясси тўлқини тенгламаси-дир*, у тўлқин ҳосил бўлиш жараёнида қатнашаётган ҳар қандай нуқтанинг силжишини ихтиёрний пайтда аниқлашга имкон беради. Косинус олдидаги $\varphi = \omega(t - x/v)$ аргумент *тўлқини фазаси* дейилади. Бир вақтнинг ўзида бир хил фазага эга бўлган нуқталар тўп-ламига тўлқини fronti дейилади. Кўриб чиқилган ҳол учун $x = \text{const}$ текислик (OX ўқиға перпендикуляр бўлган текислик) тўлқини fronti бўла олади. Унинг ҳамма нуқталарига бир вақтда бир хил фаза мос келади. *Ясси тўлқини* номи ана шундан келиб чиққан.

Тайинланган тебранишлар фазасининг тарқалиш тезлиги *фазовий тезлик* дейилади. Фараз қилайлик:

$$\varphi = \omega(t - x/v) = \text{const}$$

бўлсин, бу тенгламани дифференциялаймиз:

$$0 = \omega(dt - dx/v),$$

бундан

$$v = dx/dt.$$

Демак, маълум вазиятда тайинланган тебранишлар фазасининг тарқалиш тезлиги тўлқиннинг тарқалиш тезлиги экан.

Фазовий тезликдан ташқари *группавий* (гурухий) тезлик ҳам бор, реал тўлқин битта (7.45) гармоник тенгламаси ёрдамида ифо-

даланмай, балки синусоидал тўлқин гуруҳининг йигиндиси кўринишида ифодаланса, группавий тезлик тушунчаси қўлланилади.

Бир вақтнинг ўзида фазалари бир-биридан 2лга фарқ қиладиган икки нуқта орасидаги масофа тўлқин узунлиги дейилади. У бир тебраниш даврида тўлқин босиб ўтган масофага тенг:

$$\lambda = Tv. \quad (7.46)$$

Муҳитдаги тебранишлар тарқалиш жараёнини характерловчи (7.45) тўлқин тенгламаси, умумий дифференциал тенгламанинг хусусий ҳосилалар ёрдамида мумкин бўлган ечимларидан бирidir. Бундай тенглама *тўлқин тенглама* дейилади.

Тўлқин тенглама ҳақида тасаввурга эга бўлиш учун (7.45)ни икки марта вақт ва икки марта координата бўйича дифференциаллаймиз:

$$\frac{ds}{dt} = -A\omega \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right), \quad \frac{d^2s}{dt^2} = -A\omega^2 \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right); \quad (7.47)$$

$$\frac{ds}{dx} = A \frac{\omega}{v} \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right), \quad \frac{d^2s}{dx^2} = -A \frac{\omega^2}{v^2} \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right). \quad (7.48)$$

(7.47) ва (7.48) даги иккинчи тартибли ҳосилаларни таққослаб, бир ўлчовли тўлқин тенгламани ҳосил қиламиз:

$$\frac{d^2s}{dx^2} = \frac{1}{v^2} \frac{d^2s}{dt^2}. \quad (7.49)$$

Хусусий ҳосилали тенгламаларни ечиш ушбу курс доираси чегарасидан чиқади. (7.45) нинг ечимларидан бири бизга маълум. Лекин қуйидагиларни эслатиб ўтиш муҳим аҳамиятга эга. Агар механик, иссиқлик, электр, магнит ва ҳоказо физик катталикларнинг ўзгариши (7.49) тенглама асосида юз берса, бу тегишли физик катталик тезлик билан тўлқин кўринишида тарқалади демакдир.

7.9-§. ТўЛҚИНЛАР ЭНЕРГИЯСИНИНГ ОҚИМИ. УМОВ ВЕКТОРИ

Тўлқин жараёни энергия узатилиши билан боғлиқ. Кўчирилган энергиянинг миқдорий характеристикаси энергия оқимидир.

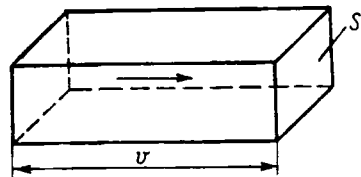
Бирор юза орқали кўчирилган энергиянинг шу энергияни кўчириш учун кетган вақт оралиғига нисбати энергия оқими дейилади:

$$\Phi = \frac{dE}{dt}.$$

Тўлқин энергияси оқими бирлиги *ваттдир* (Вт).

Тўлқин энергияси оқими билан тебранаётган нуқта энергияси ва тўлқин тарқалиш тезлиги орасидаги боғланишни топамиз.

Тўлқин тўғри бурчакли параллелепипед кўринишида тарқалаётган муҳитнинг ҳажмини ажратамиз (7.21-расм); унинг асоси юзи S , қирраси узунлиги эса сон жиҳатидан v тезликка тенг бўлиб, тўлқиннинг тарқалиш йўналиши билан бир хил



7.21-расм.

бўлсин. Шунга асосан (ҳажми $s \cdot v$ бўлган параллелепипед ичида тебранма ҳаракат қилаётган нуқта қанча энергияга эга бўлса, S юза орқали $1С$ да шунча энергия ўтади. Бу тўлқинлар энергияси оқимдир:

$$\Phi = \omega_p S v, \quad (7.50)$$

бу ерда ω_p — тебранма ҳаракат энергиясининг ҳажмий зичлиги. Тўлқин энергияси оқимининг тўлқин тарқалиши йўналишига перпендикуляр ҳолда жойлашган юзга нисбати *тўлқин энергияси оқимининг зичлиги* ёки *тўлқинлар интенсивлиги* дейилади:

$$I = \Phi/S = \omega_p v,$$

ёки вектор кўринишда

$$\mathbf{I} = \omega_p \mathbf{v}. \quad (7.51)$$

Тўлқин энергияси оқими зичлигининг бирлиги *квадрат метрда ватт* ($\text{Вт}/\text{м}^2$) билан ўлчанади.

Тўлқинларнинг тарқалиш йўналишининг кўрсатувчи ва шу йўналишига перпендикуляр бўлган бирлик юз орқали ўтувчи тўлқин энергияси оқимига тенг бўлган I векторга *Умов вектори* дейилади.

Эластик тўлқин ёрдамида кўчириладиган энергия деформация потенциал энергияси билан тебранаётган нуқта кинетик энергиялари йиғиндисига тенг. Бу ҳолда тўлқин энергиясининг ҳажмий зичлиги нималарга боғлиқлигининг сабабларини кўрсатамиз. Агар (7.17) формуладаги алоҳида заррача массаси ўрнига, модданинг ρ зичлиги қўйилса, унда

$$\omega_p = \rho A^2 \omega^2 / 2 \quad (7.52)$$

ни ҳосил қиламиз. (7.52) ни (7.51)га қўйсак,

$$I = (\rho A^2 \omega^2 / 2) v \quad (7.53)$$

формула келиб чиқади.

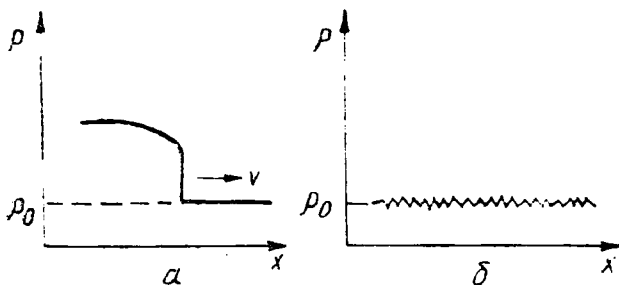
Шундай қилиб, эластик тўлқинлар учун Умов вектори, муҳитнинг зичлигига, заррачалар тебранишлари амплитудасининг квадратига, тебранишлар частотасининг квадратига ва тўлқиннинг тарқалиш тезлигига боғлиқ экан.

7.10-§. ЗАРБ ТЎЛҚИНЛАР

Механик тўлқинларнинг кенг тарқалган мисолларидан бири *товуш тўлқинларидир* (8-бобга қаранг). Бу ҳолда тўлқини интенсивлиги етарлича катта бўлса-да, айрим ҳаво молекулалари тебранишларининг максимал тезлиги секундига бир неча сантиметрни ташкил этади, холос, яъни бу тезлик тўлқин тезлигидан анча кичикдир (товушнинг ҳаводаги тезлиги 300 м/с атрофида). Бу, гапириб одатланганимиздек, муҳитнинг кичик галаёйланишига мос келади.

Бироқ жуда катта ғалаёблинишларда (портлаш, жисмларнинг товуш тезлигидан катта тезликларида, кучли электр разрядларида ва ҳоказо) муҳитнинг тебранма ҳаракат қилаётган заррачаларнинг тезлиги товуш тезлигига деярли тенг бўлиб қолиши мумкин, бунда зарба тўлқин юзага келади.

Катта зичликка эга бўлган, ўта қиздирилган маҳсулотлар портлаш пайтида кенгайди ва ўзини ўраб турган ҳаво қатламини сиқайди. Вақт ўтиши билан сиқилган ҳавонинг ҳажми ортиб боради.



7.22-расм.

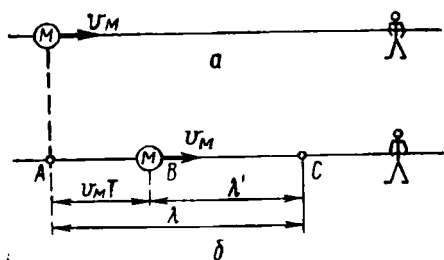
Ҳавонинг сиқилган соҳасини нормал ҳолатдаги соҳадан ажратиб турувчи сиртга физикада *зарб тўлқин* деб айтилади. Газда зарб тўлқиннинг тарқалишида газ зичлигининг сакраб ўзгариши схематик кўринишида 7.22-а расмда кўрсатилган. Бир-бири билан таққослаб кўриниш мақсадида 7.22-б расмда товуш тўлқинлари ўтаётган муҳит зичлигининг ўзгариши графиги берилган.

Зарб тўлқин жуда катта энергияга эга бўлиши мумкин, масалан, ядровий портлашларда, атроф муҳитда зарб тўлқин ҳосил бўлишида портлаш энергиясининг 50 фоизга яқини сарф бўлади. Шу сабабли зарб тўлқинлар биологик ва техник объектларга етиб бориб, ҳалокат, шикастланиш ва вайронагарчиликка олиб келади.

7.11-§. ДОПЛЕР ЭФФЕКТИ

Тўлқин манбаи билан кузатувчининг бир-бирига нисбатан ҳаракатланиши натижасида кузатувчи қабул қилаётган (тўлқинларни қабул қиладиган) тўлқин частоталарининг ўзгаришига *Доплер эффекти* дейилади.

Кузатувчи муҳитга нисбатан қўзғалмас турган тўлқин манбаи томон бирор v_n тезлик билан яқинлашаётган бўлсин деб тасаввур қилайлик. Бу ҳолда кузатувчи тинч турган ҳолидагидан кўра бир-бирига тенг кетма-кет вақт оралиқларида кўпроқ тўлқинни учрата бошлайди. Бу, қабул қилинадиган тўлқин частотаси ν' манба тарқатаётган тўлқин частотасидан катта эканини билдиради. Бироқ тўлқин узунлиги, частота ва тўлқиннинг тарқалиш тезликлари $v = \nu/\lambda$ муносабат билан боғлангани учун $\nu' = (v + v_n)/\lambda$, ёки $\lambda = v/\nu$ ни ҳисобга олиб,



7.23-расм.

$$v' = \frac{v + v_n}{v} v. \quad (7.54)$$

Бошқа ҳол: тўлқин манбаи u муҳитга нисбатан қўзғалмас турган кузатувчи томон v тезлик билан яқинлашаётган бўлсин (7.23-а расм). Манба тарқалаётган тўлқин орқасидан ҳаракатлангани учун тўлқин узунлиги манба қўзғалмас турганидагидан кичик бўлади. Ҳақиқатда эса тўлқин узунлиги

фазалар фарқи 2π га тенг бўлган икки нуқта орасидаги масофага тенг. Тўлқин бир даврга тенг бўлган вақт оралигида λ масофага тарқалади (7.23-б расм); тўлқин манбаи $AB = vT$ масофага кўчади. Бунда B ва C нуқталар фазаси 2π га фарқ қилади, демак, улар орасидаги масофа нурланиш манбаининг ҳаракати туйғайли юзага келган тўлқин узунлигига тенг. 7.23-расмдан фойдаланиб ва $v = v/\lambda$ ни ҳисобга олиб, айрим ҳисоблашларни бажарамиз:

$$\lambda' = \lambda - v_n T = v/v - v_n/v = (v - v_n)/v. \quad (7.55)$$

Бу ҳолда кузатувчи тебраниш частотаси

$$v'' = v/\lambda' = [v/(v - v_n)] v. \quad (7.56)$$

бўлган тўлқинни қабул қилади.

Кузатувчи ва манба бир вақтнинг ўзида бир-бирига томон ҳаракатланаётганда, кузатувчи қабул қилаётган тўлқин частотаси (7.56 формулага v ўрнига v' ни [(7.54)га қаранг] қўйиш йўли билан топилади:

$$v''' = \frac{v}{v - v_n} \frac{v + v_n}{v} v = \frac{v + v_n}{v - v_n} v. \quad (7.57)$$

(7.57) дан кўриниб турибдики, кузатувчи ва манба бир-бирига яқинлашганда тарқатиладиган товуш частотадан қабул қилинадиган частота катта экан. (7.57) формуладаги v_n ва v_n нинг ишораларини ўзгартириб, худди шунга ўхшаш манба ва кузатувчи бир-биридан узоқлашган ҳол учун умумий формулани ёзиш мумкин:

$$v''' = \frac{v \pm v_n}{v \pm v_n} v, \quad (7.58)$$

бу формулада «юқоридаги» ишоралар манба ва кузатувчининг бир-бирига яқинлашишига, «пастки» ишоралар эса уларнинг бир-биридан узоқлашишига тааллуқлидир.

Доплер эффектнинг жисмининг муҳитдаги ҳаракат тезлигини аниқлаш учун қўллаш мумкин. Бу эффектнинг табиётда қўлланилиши алоҳида аҳамиятга эга. Бу ҳодисани батафсилроқ кўриб ўтамиз.

Айтайлик, ультратовуш генератори приёмник билан бирга бирор техник система кўринишида жойлаштирилган бўлсин (7.24-рasm). Техник система муҳитга нисбатан қўзғалмас. Муҳит ичида объект (жисм) v_0 тезлик билан ҳаракатланаётган бўлсин. Генератор, ν частотали ультратовуш тарқатаётган бўлсин. Ҳаракатланиб бораётган объект томонидан кузатувчи қабул қилган частота ν_1 (7.54) формуладан топилади:



7.24-рasm.

$$\nu_1 = \frac{v + v_0}{\lambda} = \frac{v + v_0}{v} \nu_r. \quad (7.59)$$

бу ерда v механик тўлқиннинг (ультратовушнинг) тарқалиш тезлиги. ν_1 частотали ультратовуш тўлқинини ҳаракатланиб бораётган объект техник система томон қайтаради. Приёмник қайтган тўлқинни энди бошқа частотада қабул қилади (Доплер эффекти). Бу частотани (7.56) формуладан фойдаланиб, қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\begin{aligned} \nu_{гр} &= \frac{v}{v - v_0} \nu_1, \quad \text{ёки (7.59) ни ҳисобга олган ҳолда} \\ \nu_{пр} &= \frac{v}{v - v_0} \cdot \frac{v + v_0}{v} \cdot \nu_r = \frac{v + v_0}{v - v_0} \cdot \nu_r. \end{aligned} \quad (7.60)$$

Шундай қилиб, частоталар фарқи қуйидагича тенг:

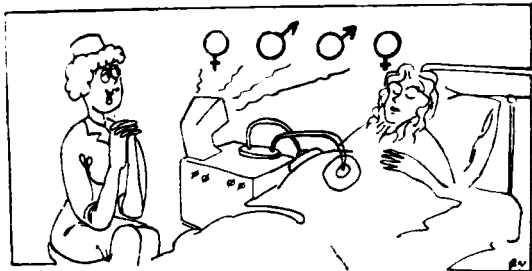
$$\begin{aligned} \nu_d &= \nu_{пр} - \nu_r = \frac{v + v_0}{v - v_0} \cdot \nu_r - \nu_r = \\ &= \frac{v + v_0 - v - v_0}{v - v_0} \cdot \nu_r = \frac{2v_0}{v - v_0} \cdot \nu_r. \end{aligned} \quad (7.61)$$

ва бу частоталарнинг Доплер силжиши дейилади.

Тиббиёт мақсадлари учун фойдаланишида ультратовуш тезлиги объект тезлигидан деярли кўп марта катта ($v \gg v_0$). Бу ҳол учун (7.61)дан қуйидаги формула келиб чиқади:

$$\nu_d = \frac{2v_0}{v} \cdot \nu_r. \quad (7.62)$$

Доплер эффекидан қоннинг оқини тезлигини (11.5-параграфга қаранг), юрак деворлари ва клапанларининг (Доплер эхокардиография усули) ва бошқа аъзоларининг ҳаракат тезлигини аниқлашда фойдаланилади.



Акустика

Акустика — энг паст частотали тебранишлардан бошлаб, ўта юқори (10^{12} — 10^{13} Гц) частотали эластик тебранишлар ва тўлқинларни ўрганувчи физиканинг бир бўлиmidир. Ҳозирги замон акустикаси кенг доирадаги масалаларни қамраб олиб, бир неча бўлимларга ажралади: физик акустика — турли хил муҳитларда эластик тўлқинларнинг тарқалиш хусусиятларини ўрганувчи акустика, физиологик акустика — одам ва ҳайвонларнинг товуш қабул қилиш ва эшитиш органларининг тузилиш ҳамда ишлаш принципларини ўрганувчи ва бошқа бўлимлардан иборат.

Тор маънода акустика бу товуш ҳақидаги, яъни одам қулоғи қабул қила оладиган (16 Гц дан 20 000 Гц гача) газлар, суюқлик ва қаттиқ жисмлардаги эластик тебранишлар ва тўлқинлар ҳақидаги таълимотдир.

8.1-§. ТОВУШНИНГ ТАБИАТИ. ФИЗИК ХАРАКТЕРИСТИКАЛАР

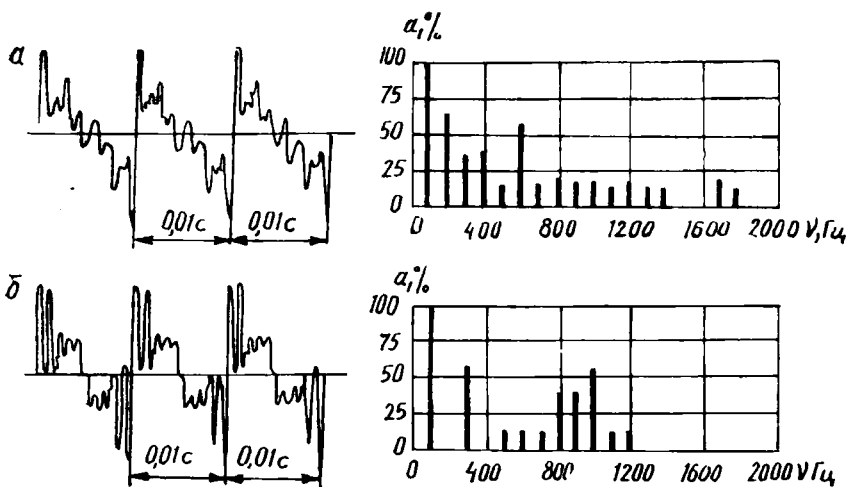
Товуш тебранишлари ва тўлқинлари — механик тебраниш ва тўлқинларнинг хусусий ҳолидир. Бироқ эшитув орқали сезишни баҳолашда акустик тушунчаларнинг муҳимлигини, шу билан бирга унинг медицинадаги татбиқларини назарда тутиб, айрим масалаларни махсус кўриб чиқиш мақсадга мувофиқдир. Қуйидаги товушларни бир-бирдан фарқлаш қабул қилинган: 1) тонлар ёки мусиқий товушлар; 2) шовқинлар; 3) товуш зарбалари.

Даврий жараёндан иборат бўлган товуш *тон* деб айтилади.

Агар бу жараён гармоник бўлса, унда ток *оддий ёки соф* деб айтилади, унга мос яси товуш тўлқини эса (7.45) тенглама ёрдамида ифодаланади. Соф тоннинг асосий физик характеристикаси унинг частотасидир. *Ангармоник** тебранишларга *мураккаб* тон мос келади. Содда тонли товушни, масалан, камертон чиқаради, мураккаб тонли товушни мусиқа асбоблари, нутқ аппарати (узли товушлар) ва ҳоказолар ҳосил қилади.

* Ангармоник — гармоник бўлмаган тебранишлар.

Мураккаб тон оддий тонларга ажратилиши мумкин. Ажратилган тонларнинг энг кичик ν_0 частотаси *асосий тонга* мос келади, қолган гармоникалари (*обертонлар*), $2\nu_0$, $2\nu_0$ ва ҳоказо частоталарга эга бўлади. Нисбий интензивликларини кўрсатувчи частоталар тўпламини (амплитуданинг) *акустик спектр* дейилади (6.4-§ га қarang). Мураккаб тон спектри чизиқлидир; 8.1-расмда роялда (а) ва кларнетда (б) олинган айни бир хил нотанинг ($\nu=100$ Гц) акустик спектри кўрсатилган. Шундай қилиб, акустик спектр—мураккаб тоннинг муҳим физик характеристикаси экан.



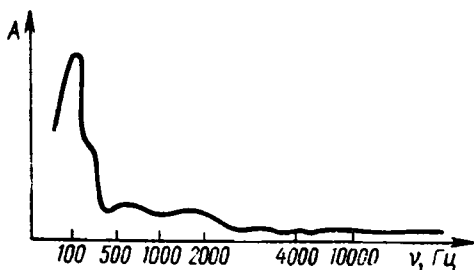
8.1-расм.

Вақт ўтиши билан такрорланмайдиган, ўзининг мураккаблиги билан фарқ қилувчи товушга *шовқин* деб айтилади.

Машиналарнинг вибрацияси, қарсақлар, горелка алангасининг шовқини, шарпа, гичиллаш, сўзланганда чиқадиган ундош товушлар ва ҳоказолар шовқинга тааллуқлидир.

Шовқинни тартибсиз ўзгартиб турувчи мураккаб тонлар бирикмасидан иборат деб қараши мумкин. Агар шовқинни бирор шартлилик даражасида спектрга ёйиштига ҳаракат қилиб кўрилса, унда бу спектр узлуксиз бўлади, масалан, буизен газ горелкасининг (8.2-расм) ёниши пайтида шовқиндан ҳосил бўладиган спектр.

Товуш зарба — бу товушнинг қисқа муддатли таъсиридир: чапак чалинганда, портлаш юз берганда ва ҳоказоларда ҳосил бўлади.



8.2-расм.

Зарба тўлқинлар билан товуш зарбларини бир-бири билан чалкаштириб юбориш ярамайди (7.10-§га қаранг).

Товушнинг энергетик характеристикаси механик тўлқин каби унинг интенсивлиги ҳисоблангани учун (7.9-§га қаранг). Умов вектори кўринишида ҳам ифодаланиши мумкин.

Амалда товушни баҳолашда унинг интенсивлигидан эмас, балки товуш тўлқини суюқлик ва газ муҳитидан ўтаётганда ҳосил бўладиган қўшимча товуш босимидан фойдаланиш қулайроқ. Яси тўлқин интенсивлиги, товуш тўлқини босими билан қуйидаги кўринишда боғланган:

$$I = p^2 / (2\rho c) *$$

бу ерда ρ — муҳитнинг зичлиги; c — товушнинг тезлиги. Одамнинг нормал қулоғи етарлича кенг диапазондаги товуш интенсивликларини қабул қилади: масалан, 1кГц частотада, $I_0 = 10^{-12}$ Вт/м² ёки $p_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ Па (эшитиш бўсағаси)дан то $I_{\text{тах}} = 10$ Вт/м² ёки $p_{\text{тах}} = 60$ Па (оғриқ сезиш бўсағаси)гача бўлган товуш интенсивликларини қабул қила олади. Бу интенсивликларнинг нисбати 10^{13} га тенг, шу сабабли товуш интенсивликларини характерлашда логарифмик бирликлардан (1.1-§га қаранг) ва логарифмик шкалалардан фойдаланиш қулайдир. Товуш интенсивлиги даражаларининг шкаласи қуйидаги кўринишда тузилади: I_0 нинг қийматини шкаланинг бошланғич даражаси қилиб, бошқа ҳарқандай I интенсивликни эса унинг I_0 га нисбатининг ўнли логарифми орқали ифодаланади:

$$L_B = \lg(I/I_0), \tag{8.1}$$

товуш босими учун эса

$$L_B = 2\lg(p/p_0).$$

Юқоридаги ифодаларни уларга мос бўлган децибелларда ифода-лаб, қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$L_{\text{дБ}} = 10\lg(I/I_0) \text{ ва } L_{\text{дБ}} = 2\lg(p/p_0). \tag{8.2}$$



8.3-расм.

Газлардаги товуш босимини ўлчаш акустик катталикни электр сигнаliga айлантириб берувчи датчикдан, электрон кучайтиргичдан ва электр ўлчов асбобидан иборат ўлчов микрофони (8.3-расм) ёрдамида ўлчанади. Бу схема газларда товуш босимини аниқловчи қурилма умумий тузилиши схемасининг хусусий ҳолидир (21.1-§га қаранг).

* Қатъий қилиб айтганда бу формулада p ни товуш босимининг ўртача амплитудаси деб тушувиш лозим.

8.2-§. ЭШИТУВ СЕЗГИСНИНГ ХАРАКТЕРИСТИКАЛАРИ. ТОВУШНИ УЛЧАШ.

Одамга боғлиқ бўлмаган ҳолда махсус қурилмалар ёрдамида товушнинг баҳоланиши мумкин бўлган объектив характеристикалари 8.11-§ да кўриб ўтилган эди. Бироқ товуш эшитув сезгиларининг объектив бўлгани сабабли одам томонидан у яна субъектив ҳам баҳоланади.

Тонларни эшитганда, одам уларни баландликлари бўйича фарқлайди. *Баландлик* — даставвал асосий тон частотаси билан шартланган товушнинг субъектив характеристикасидир.

Баландлик тоннинг мураккаблиги ва интенсивлигига жуда кам даражада боғлиқ: интенсивлиги катта бўлган товуш бирмунча паст тонли товушга ўхшаб эшитади.

Товуш тембри деярли спектрал таркиби билангина аниқланади.

8.1-а, б расмларда асосий тон ва демак, тоннинг баландлиги бирдай бўлса-да, турли акустик спектрлар турли хил тембрга мос келади.

Қаттиқлик — товушнинг яна бир субъектив баҳоси бўлиб, у эшитув сезгиси даражасини характерлайди.

Субъективлигига қарамасдан товушнинг қаттиқлигини икки манбадан чиқаётган товушнинг эшитув сезгисига кўрсатадиган таъсирларини таққослаш йўли билан миқдорий жиҳатдан баҳолаш мумкин.

Товуш қаттиқлиги даражалари шкаласини тузиш асосида *Вебер—Фехнернинг муҳим психофизик қонуни ётади*. Бу қонунга мувофиқ агар таъсирот (қитиқланиш, ғазабланиш) геометрик прогрессия бўйича (яъни бир хил сон марта) орттириб борилса, у ҳолда бу таъсиротнинг сезилиши арифметик прогрессия бўйича (яъни бир хил миқдорда) ўсиб боради. Бу қонунни товушга тағбиқ этсак, товуш интенсивлиги қатор кетма-кет қийматларга эга бўлганда, масалан, aI_0 , a^2I_0 , a^3I_0 (a — бирор коэффициент, $a > 1$), уларга мос товуш қаттиқлигининг сезилишлари E_0 , $2E_0$, $3E_0$ ва ҳоказо бўлади.

Бунинг математик мазмуни товушнинг қаттиқлиги шу товуш интенсивлигининг логарифмига пропорционал демакдир. Агар интенсивликлари I ва I_0 бўлган (I_0 — эшитув бўсағаси) икки товуш таъсир қилаётган бўлса, Вебер—Фехнер қонунига биноан бирор товушнинг қаттиқлиги унга нисбатан интенсивлик билан қуйидагича боғланган:

$$E = k \lg (I/I_0), \quad (8.3)$$

бу ерда k — пропорционаллик коэффициенти бўлиб, у частота ва интенсивликка боғлиқ.

Агар k пропорционаллик коэффициенти ўзгармас бўлганда эди, (8.1) ва (8.3) формулалардан товуш интенсивлигининг логарифмик шкаласи товуш қаттиқлиги шкаласига мос келиши келиб чиқар эди. Бу ҳолда товуш қаттиқлиги, интенсивлик каби белларда ёки децибелларда ифодаланган бўлар эди. Бироқ k нинг частотага ва

интенсивликка ҳаддан ташқари боғлиқлиги товуш қаттиқлигини (8.3) формуладан фойдаланиб оддийгина аниқлашга имкон бермайди.

Шартли равишда 1 кГц частотада товушнинг қаттиқлиги ва интенсивлиги бир-бирига тенг деб ҳисобланади, яъни $k=1$ ва

$$E_b = \lg \left(\frac{I}{I_0} \right),$$

ёки (8.2)га ўхшаш ҳолда

$$E_{\phi} = 10 \lg (I/I_0). \quad (8.4)$$

Товуш интенсивлиги шкаласидан фарқ қилиши учун товуш қаттиқлиги шкаласида децибеллар *фонлар* (фон) деб айтилади.

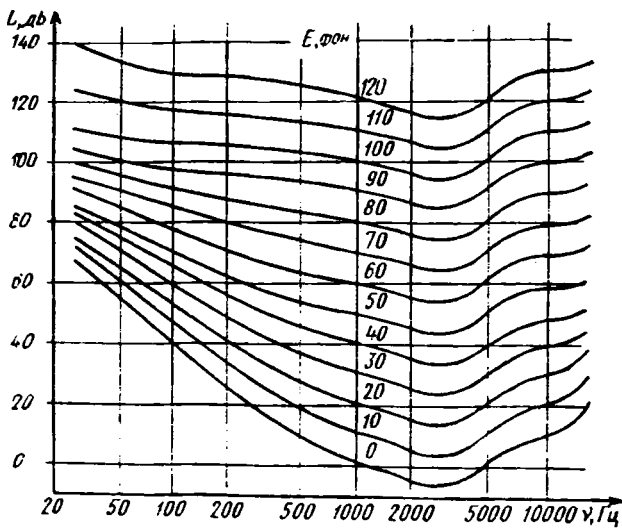
Бошиқа частоталарда товуш қаттиқлигини ўлчаш учун текшириладиган товушни частотаси 1кГц бўлган товуш билан таққослаш лозим. Бунинг учун *товуш генератори** ёрдамида 1 кГц частотали товуш ҳосил қилинади. Бунда ҳосил бўлган эшитув сезгиси текшириладиган товуш қаттиқлиги ҳосил қилган эшитув сезгисига мос бўлгунча товуш интенсивлиги ўзгартириб борилади. Асбоб ёрдамида децибелларда ўлчанган 1 кГц частотали товушнинг интенсивлиги шу товушнинг фонларда ифодаланган қаттиқлигига тенг бўлади.

Турли хил частоталарда товуш интенсивлиги ва қаттиқлиги орасидаги мосликни топиш учун қаттиқлик қиймати тенг бўлган эгри чизиқлардан фойдаланилади (8.4-расм). Бу эгри чизиқлар юқорида баён қилинган усул асосида эшитув қобилияти нормал бўлган одамлардан олинган ўртача маълумотлар асосида қурилган.

Пастки эгри чизиқ энг кучсиз эшитилаётган товушлар интенсивлиги — эшитувчанлик бўсағасига мос келади. Бунда ҳамма частоталар учун $E = 0$ 1кГц частотали товуш интенсивлиги $I_0 = 1$ пВт/м². Келтирилган эгри чизиқлардан кўриниб турибдики, одамнинг ўртача қулоғи нормал ҳолда 2500—3000 Гц частоталарда етарлича сезгирликка эга бўлар экан. Ҳар бир оралиқ эгри чизиқлари бир хил товуш қаттиқлигига, лекин турли частоталарда турли хил интенсивликларга эга бўлади. Қаттиқликлари бир хил бўлган алоҳида эгри чизиқлардан товуш частоталарининг муайян бир қийматида худди шундай қаттиқлик ҳосил қилувчи товуш интенсивлигини аниқлаш мумкин. Бир хил товуш қаттиқлигини ифодаловчи эгри чизиқлар тўпламидан фойдаланиб, турли хил частоталардаги товуш қаттиқлигига мос келувчи маълум интенсивликдаги товушни топиш мумкин.

Масалан: частотаси 100 Гц бўлган товуш интенсивлиги 60 дБа тенг. Бу товушнинг қаттиқлиги нимага тенг? Бунинг учун 8.2-расм

* Товуш частотаси диапазонидаги электр тебранишларини генерацияловчи электрон асбобига товуш генератори дейилади. Бироқ генераторнинг ўзи товуш манбаи эмас. Агар у ёрдамида ҳосил қилинган тебранишлар динамика узатилса, тони генераторлар частотасига мос бўлган товуш ҳосил бўлади. Товуш генераторида тебранишлар амплитудаси ва частотасини бир текисда ўзгартириш имконияти мавжуд.



8.4-расм.

дан координатлари 100 Гц ва 60 дБ га тенг бўлган нуқтани топамиз. Бу нуқта эгри чизиқнинг қаттиқлик даражаси 30 фонга тенг бўлган нуқтасида ётади. Демак, товуш қаттиқлиги 30 фон экан.

Турлича характерли товушлар тўғрисида маълум бир фикрга эга бўлиш учун уларнинг физик характеристикаларини келтирамиз (10-жадвал).

10-жадвал

Товушнинг тахминий характери	Товуш интенсивлиги, Вт/м ²	Товуш босими, Па	Эшитув бўсағасига нисбатан товуш интенсивлиги даражаси, дБ (ёки 1 кГц частота учун товуш қаттиқлиги даражаси, фон)
Эшитув бўсағаси	10^{-12}	0,00002	0
Юрак тонлари стетоскоп орқали	10^{-11}	0,000064	10
Шивирлаш	10^{-10}	0,0002	20
	10^{-9}	0,00064	30
Гаплашиш:			
секин	10^{-6}	0,002	40
нормал	10^{-7}	0,0064	50
қаттиқ	10^{-6}	0,02	60
Серқатнов кўча шовқини	10^{-5}	0,064	80
Қичқиритқ	10^{-4}	0,2	80
Шовқин:			
метро поездаи яқинда	10^{-3}	0,64	90
мотоциклнинг (максимал)	10^{-2}	2	100
самолёт двигателяининг	10^{-1}	6,4	110
Шунинг ўзи яқиндан	10^0	20	120
Оғриқ сезиш бўсағасида	10	64	130

10*

Эшитиш ўткирлигини аниқлаш усулига *аудиометрия* дейилади.

Аудиометрияда махсус асбоб аудиометр ёрдамида турли хил частоталарда эшитиш сезгиси бўсағаси аниқланади; олинган эгри чизиқ аудиограмма дейилади. Бемор одам аудиограммасини нормал эшитув сезгиси бўсағасининг эгри чизиги билан солиштириш эшитув аъзолари касалликларига диагноз қўйишга ёрдам беради.

Шовқин қаттиқлик даражасини объектив ўлчаш учун *шумомер* қўлланилади. Тузилиши жиҳатидан у 8.3-расмда кўрсатилган схемага мос келади. Шумомернинг хоссалари одам қулоғининг хоссаларига яқинлашади (8.4-расмдаги қаттиқликлари тенг эгри чизиқларни қаранг), бунинг учун қаттиқлик даражасининг турли диапазонлари учун тўғриловчи электр филтрлардан фойдаланилади.

8.3-§. КЛИНИКАДА ТОВУШ ЁРДАМИДАГИ УСУЛЛАР БИЛАН ТЕКШИРИШНИНГ ФИЗИК АСОСЛАРИ

Товушнинг энг асосий моҳияти шундаки, у ҳам ёруғлик каби ахборот манбаи ҳисобланади.

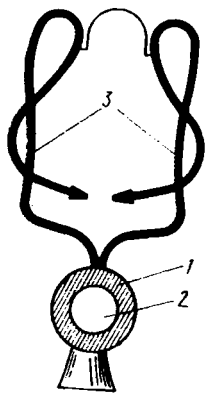
Табиат товушлари, бизни атрофимиздаги одамларнинг гаплари, ишлаб турган машиналарнинг шовқини бизга кўп маълумотларни беради. Товушнинг одам учун қанчалик аҳамиятга эга эканини билиш учун (вақтинча) қулоқни беркитиб, ўзингизни товуш қабул қилиш имкониятидан маҳрум қилиш етарлидир.

Табиийки, товуш одам ички органларининг ҳолати тўғрисида маълумот берувчи манба ҳам бўлиши мумкин.

Касалликни диагностика қилишнинг кенг тарқалган усуллари-дан бири аускультация (эшитиб кўриш) — бизни эраמידан олдинги II асрдаёқ маълум бўлган. Аускультация учун *стетоскоп* ёки *фонендоскоп* қўлланилади. Фонендоскоп (8.5-расм) ковак капсула 1 дан ва товушни узатадиган мембрана 2 дан иборат. Мембрана бемор танасига қўйилади, ундан чиққан инкита трубка 3 врач қулоғига боради. Ичи ковак капсула ичидаги ҳаво устунисида резонанс ҳодисаси вужудга келиб, товуш чиқариш кучаяди ва аускультация яхшиланади.

Ўшкани аускультация қилишда нафас олиш лайтида ҳосил бўлган шовқинларни, касаллик учун характерли бўлган турли хил хириллашларни эшитиб кўрилади. Юрак тонларининг ўзгариши ва шовқинларнинг вужудга келишига қараб, юрак иш фаолиятининг ҳолати ҳақида фикр юритиш мумкин. Аускультациядан фойдаланиб, ошқозонда ва ичкадаги тўлқинсимон қисқаришлардаги ортиқча қўзғалтишларни (перистальтикаларни) ва она қорнидаги болаинг юрак уришларини аниқлаш мумкин.

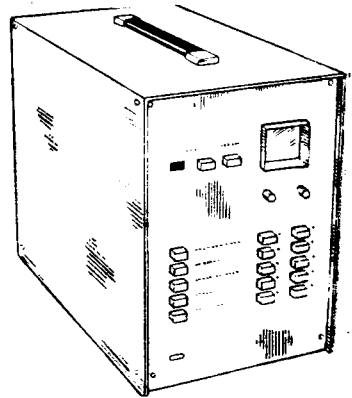
Беморни бир вақтнинг ўзида бир неча кузатувчилар иштирокида ўқув мақсадлари ва консилиум қилишда эшитиб кўриш учун микрофон,



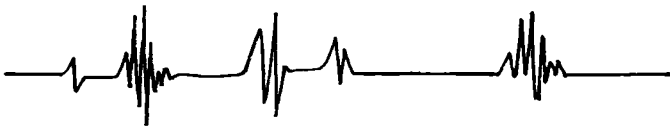
8.5-расм.

кучайтиргич, громкоговоритель ва бир неча телефонлардан иборат бўлган системадан фойдаланилади.

Юрак иши фаолиятининг ҳолатини диагностика қилишда аускультация методига ўхшаш бўлган фонокардиография (ФКГ) методи қўлланилади. Бу усулнинг мазмуни, юрак тонлари ва шовқинларини график кўринишда қайд қилиш ва уларни диагностик анализ қилишдан, тушунтиришдан иборатдир. Фонокардиограммани ёзиб олиш фонокардиограф ёрдамида амалга оширилади (8.6-расм). Фонокардиограф, микрофон, кучайтиргич, частота филтърлардан ва қайд қилувчи қурилмадан иборат. 8.7-расмда нормал фонокардиограмма кўрсатилган.



8.6-расм.



8.7-расм.

Юқорида баён этилган усулдан тубдан фарқ қилувчи яна бир усул *перкуссия* усули бўлиб, бунда тананинг турли қисмларига уриб кўришда чиқаётган товуш эшитиб кўрилади.

Фараз қилайлик, бирор жисм ичида ҳаво билан тўлдирилган берк соҳа берилган бўлсин. Агар бу жисмда товуш тебраншлари ҳосил қилинса, товуш тебраншларининг маълум бир частотасида бу берк соҳадаги ҳаво резонанслана бошлаб, шу берк соҳанинг ўлчами ва туриш вазиятига мос келувчи тонни ажратади ва кучайтиради. Одам танасини ҳам схематик кўринишда газ билан тўлдирилган (ўпка), суюқликлар (ички аъзоларда), қаттиқ жисмлар (суяклар) ҳажмларининг йиғиндисидан иборат деб тасаввур этиш мумкин. Тана сирти бўйлаб уриб кўрилганда тебраншларининг кенг диапазондаги частотаси ҳосил бўлади. Бу диапазон оралиғидаги айрим тебраншлар етарлича тез сўнади, бошқалаари, яъни ҳаво бўшлиғининг хусусий частотаси билан мос келгани эса резонанс туфайли кучайиб, эшитувчан бўлиб қолади. Тажрибали врач, перкуссия товушлари тонига қараб, ички аъзолар ҳолатини ва топографиясини аниқлайди.

8.4-§. ТҮЛҚИН ҚАРШИЛИК. ТОВУШ ТҮЛҚИНЛАРИНИНГ ҚАЙТИШИ. РЕВЕРБЕРАЦИЯ

Товуш босими p муҳит заррачалари тебранишларининг тезлиги v га боғлиқ. Ҳисоблашлар

$$\frac{p}{v} = \rho \cdot c \text{ ёки } p = \rho c v \quad (8.5)$$

эканини кўрсатади, бу ерда ρ — муҳитнинг зичлиги; c — тўлқиннинг муҳитдаги тезлиги.

ρc кўпайтмани *солиштирма акустик импеданс* дейилади, яъни тўлқин учун эса уни *тўлқин қаршилиқ* деб ҳам айтилади.

Тўлқин қаршилиқ — икки муҳит чегарасида тўлқиннинг синиши ва қайтиш шартларини аниқлашда муҳитнинг муҳим характеристикаларидан биридир.

Товуш тўлқини икки муҳитни ажратиб турувчи сирт чегарасига тушаётган бўлсин деб фараз қилайлик. Тўлқиннинг бир қисми қайтади, бир қисми эса — синади. Товуш тўлқинларининг қайтиши ва синиши ёруғлик тўлқинларининг синиши ва қайтишига ўхшашдир. Синган тўлқин иккинчи муҳитда ютилиши ва ундан чиқиши ҳам мумкин. Айтайлик, икки муҳит чегарасига яъни тўлқин нормал ҳолда тушаётган бўлсин. Тушаётган тўлқин интенсивлиги, I_1 синган (ўтган) тўлқиннинг иккинчи муҳитдаги интенсивлиги I_2 бўлсин. I_2 нинг I_1 га нисбатини β билан белгилаймиз:

$$\beta = \frac{I_2}{I_1} \quad (8.6)$$

бу нисбат товуш тўлқинларининг *ўтувчанлик коэффициентини* дейилади.

Релэй товушининг ўтувчанлик коэффициентини қуйидаги формула ёрдамида аниқлашни кўрсатди:

$$\beta = 4 \frac{c_1 \rho_1 / c_2 \rho_2}{[c_1 \rho_1 / (c_2 \rho_2) + 1]^2} \quad (8.7)$$

(8.6)дан кўриниб турибдики, β нинг олинши мумкин бўлган энг катта қиймати 1 га тенг. (8.7)дан, агар $c_1 \rho_1 = c_2 \rho_2$ бўлса, $\beta = 1$ эканини топамиз. Шундай қилиб, икки муҳитнинг тўлқин қаршилиги бир хил бўлганда сиртга нормал ҳолатда тушаётган тўлқин икки муҳит чегарасидан қайтмасдан тўғри ўтади.

Агар иккинчи муҳитнинг тўлқин қаршилиги биринчи муҳитнинг тўлқин қаршилигидан жуда катта бўлса ($c_2 \rho_2 \gg c_1 \rho_1$), у ҳолда (8.7) ўрнида қуйидаги ҳосил бўлади:

$$\beta = 4c_1 \rho_1 / (c_2 \rho_2), \quad (8.8)$$

чунки $c_1 \rho_1 / c_2 \rho_2 \ll 1$. Айрим моддаларнинг 20°C даги тўлқин қаршилиқларини келтирамиз (11-жадвал).

	β , кг · м ⁻² · с ⁻¹		β , кг · м ⁻² · с ⁻¹
Темир	40 000 000	Резина	60 000
Бетон	4 800 000	Ҳаво	400
Сув	1 440 000	Мой	1 350 000

Товуш тўлқинини ҳаводан бетонга ва сувга ўтувчанлик коэффициентини аниқлаш учун (8.8)дан фойдаланамиз:

$$\beta = \frac{4 \cdot 440}{4 \cdot 800000} 100\% = 0,037\%;$$

$$\beta = \frac{4 \cdot 440}{1\,440\,000} 100\% = 0,12\%.$$

Бу маълумотлар бизда товуш тўлқинлари энергиясининг жуда оз қисмигина ҳаводан бетонга ва сувга ўтар экан, деган тасаввур ҳосил қилади.

Ҳар қандай берк хонада ушннг девори, шипи, жиҳозлари ва ҳоказода қайтган товуш бошқа деворлар, полларга ва ҳоказога тушади, яна қайтади ва ютилади ҳамда аста-секин сўнади. Шу сабабли товуш манбаи ўз таъсирини тўхтатгандан сўнг ҳам хонада товуш тўлқинлари ҳосил бўлиши узоқ вақт давом этиб, шовқин ҳосил қилади. Бу айниқса катта, кенг биноларда жуда сезиларли бўлади. Берк хоналарда манба тўхтатилганда сўнг товуш тўлқинларининг секин-аста сўниб бориш жараёни *реверберация* дейилади.

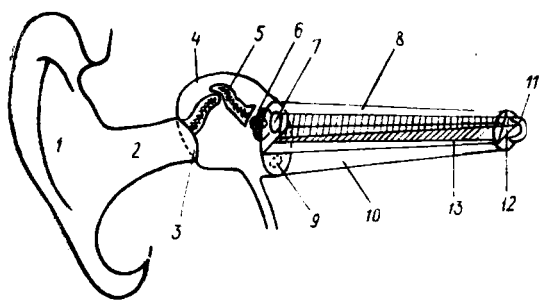
Реверберация, бир томондан, фойдалидир, чунки қайтган тўлқин энергияси ҳисобга қабул қилинаётган товуш кучаяди, лекин иккинчи томондан ҳаддан ташқари реверберация узоқ давом этса, нутқнинг, музиқанинг эшитилишини анча ёмонлаштиради, чунки текстнинг ҳар бир янги қисми олдингиси билан устма-уст тушади. Шу сабабли одатда бирор оптимал реверберация вақти кўрсатиладикки, бу дарсхоналар, театр ва концерт залларини ва ҳоказоларни қуришда ҳисобга олинади. Масалан, Москвадаги Союзлар уйининг Колонна зали тўла бўлганда реверберация вақти 1,70 с, шу зал бўш бўлганда реверберация вақти 4,55 с, Большой театр тўла бўлганда реверберация вақти 1,55 с, бўш ҳолда эса 2,05 с.

8.5-§. ЭШИТУВ СИСТЕМАСИ ФИЗИКАСИ

Эшитув системаси товуш тўлқинларини қабул қилувчи приёмникни бевосита бош миёна билан боғлайди.

Кибернетика тушунчаларини қўлланиб, эшитув системаси қабул қилади, қайтадан ишлайди ва маълумотни узатади деб айтиш мумкин. Эшитув физикасини кўриб чиқиш учун бутун эшитув системасидан ташқи, ўрта ва ички қулоқни ажратамиз.

Ташқи қулоқ 1 қулоқ супрасидан ва 2 ташқи эшитиш йўлидан иборат (8.8-расм).

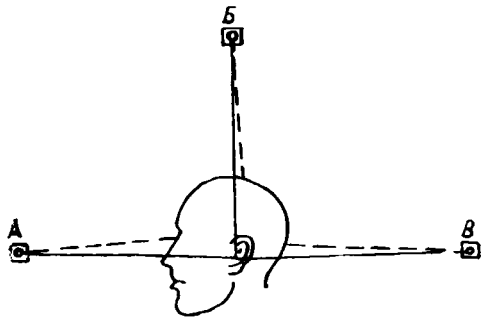


8.8-расм.

Одамда қулоқ супраси эшитувни таъминлашда жиддий роль ўйнамайди. У сагиттал текислик бўйича жойлашган ҳолда, уни товуш манбаига томон йўналтиришга имкон беради. Бунинг маъноси ни тушунтирайлик. Товуш манбадан қулоқ супрасига тушади. Манбанинг вертикал тезликдаги жойлашишига (8.9-расм)

қараб, товуш тўлқинлари қулоқ супрасида, унинг специфик тузилишига боғлиқ ҳолда турлича дифракцияланади (дифракция масалалари 24.61-§ да батафсил кўриб ўтилади). Бу эса эшитиш йўлига тушаётган товуш тўлқинлари спектрал таркибини турлича ўзгартиришга олиб келади. Одам таъриба туфайли товуш манбаи томон ўз йўналишини ўзгартирса (8.9-расм, А, Б ва В йўналишлар), товуш тўлқинларининг спектри ўзгаришини ҳис қиладиган бўлди.

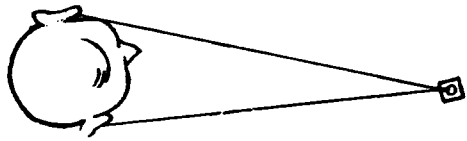
Иккита товуш қабул қилиш системасига (қулоқларга) эга бўлган одамлар ва ҳайвонлар товуш манбаига томон йўналиш горизонтал текисликда ҳам (бинаурал эффект, 8.10-расм) ўзгартиришга қодирдир. Бунинг сабаби шундаки, товуш манбадан қулоқларга ҳақ турлича масофани босиб ўтган учун ўнг ва чап қулоқлар супрасига тушаётган тўлқинлар орасида фазолар фарқи пайдо бўлади. Бу йўллар фарқи (δ) ва фазалар фарқи ($\Delta\phi$) орасидаги боғланиш 24.1-§ да ёруғлик интерференциясини тушунтиришда келтириб чиқарилган [(24.9)га қаранг]. Агар товуш манбаи одамнинг юзи рўпарасида турган бўлса, унда $\delta=0$, $\Delta\phi=0$ бўлади, агар товуш манбаи қулоқ супрасининг бир томони қаршисида жойлашган бўлса, у ҳолда иккинчи қулоқ супрасига товуш кечикиб етиб келади. Тахминан товуш тўлқини босиб ўтган йўллар айирмаси δ иккала қулоқ супралари орасидаги масофага тенг. Фазолар фарқи $\Delta\phi$ ни (24.9)дан фойдаланиб, $\delta=0,15$ м ва $\nu=1$ кГц қийматларида ҳисоблаш мумкин. У тахминан 180° га тенг.



8.9-расм.

Горизонтал текисликда товуш манбаи томон турли йўналишларга қулоқ супрасига келаётган товушларнинг (йўллар айирмаси $\delta=0,15$ м, частота $\nu=1$ кГц бўлганда) 0° дан 180° га бўлган фазалар фарқи мос келади. Нормал эшитиш қобилиятига эга бўлган одам, товуш манбаига нисбатан

қулоқ суирасининг бурилишини 3° гача аниқликда сеза олади, буида фазалар фарқи эса 6° га мос келади. Шу сабабли айтиш мумкинки, одам фазалар фарқи 6° гача ўзгарадиган товушларни фарқлаш қобилиятига эга.



8.10-расм.

Бинаурал эффектга фазалар фарқидан ташқари турли хил қулоқларга тушаётган товуш интенсивлигининг турлича бўлиши ва яна қулоқларнинг бирига бош томонидан «акустик соя» ҳосил бўлиши имконият яратади. Манбадан чап қулоққа товуш дифракция туфайли тушаётганлиги 8.10-расмда схематик кўрсатилган.

Товуш тўлқини ташқи эшитиш йўли 2 орқали ўтади ва ногора парда 3 дан қисман қайтади. Тушаётган ва қайтаётган тўлқинларнинг интерференцияси натижасида акустик резонанс юз бериши мумкин. Бу ҳол тўлқин узунлиги ташқи товуш йўли узунлигидан тўрт марта катта бўлганда юз беради. Одам қулоғида эшитиш йўлининг узунлиги тахминан 2,3 см; демак, акустик резонанс частота

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{3 \cdot 10^2}{4 \cdot 2,3 \cdot 10^{-2}} = 3 \text{ кГц}$$

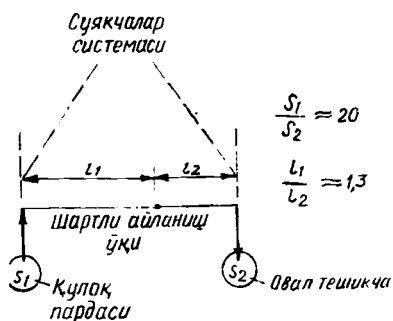
бўлганда вужудга келади.

Ўрта қулоқнинг энг муҳим қисмларидан бири ногора парда ва эшитиш суякчалари: болгача 4, сандон 5, узанги 6 ва уларга тегишли мусқуллар, пайлар ва боғловчилар ҳисобланади. Суякчалар механик тебранишларнинг ташқи қулоқ ҳаво муҳитидан ички қулоқ суюқлик муҳитига узатилишини амалга оширади. Ички қулоқнинг суюқлик муҳитининг тўлқин қаршилиги тахминан сувнинг тўлқин қаршилигига тенг. Юқорида кўрсатилгандек (8.4-§ га қаранг), товуш тўлқинларининг ҳаводан тўғридан-тўғри сувга ўтишида тушаётган тўлқин интенсивлигининг фақат 0,122% игина сувга узатилади. Бу жуда оз албатта. Шунинг учун ўрта қулоқнинг вазифаси — ички қулоққа товуш интенсивлигини кўпроқ ўтказишга ёрдам қилишдан иборат. Техника тили билан айтганда, ўрта қулоқ ҳавонинг ва ички қулоқ суюқлиги тўлқин қаршиликларини бирига мослаштиради.

Суякчалар системасида болгачанинг бир учи ногора парда билан боғланган (юзи $S_1 = 64 \text{ мм}^2$), иккинчи томони узанги билан ички қулоқ овал (суйри шаклдаги) тешикча билан боғланган (юзи $S_2 = 3 \text{ мм}^2$).

Ногора пардага p_1 босим товуш тўлқини таъсир қилади, бу куч

$$F_1 = p_1 S_1 \quad (8.9)$$



8.11-расм.

формула билан ифодаланади. Бунда ички қулоқнинг овал тешикчасига суюқлик муҳитида p_2 товуш босимини ҳосил қилувчи F_2 куч таъсир қилади. Улар орасидаги боғланиш қуйидагича ифодаланади:

$$F_2 = p_2 S_2. \quad (8.10)$$

Суякчалар системаси рычаг каби ишлаб, одамда ички қулоқ томонидан кучдан 1,3 марта ютуқ беради (схематик тасвири 8.11-расмда берилган), шу сабабли қуйидагича ёзиш мумкин:

$$F_1/F_2 = l_2/l_1, \quad (8.11)$$

(8.9) ни (8.10) га бўлиб, уни (8.11) билан тенглаштириб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{p_1 S_1}{p_2 S_2} = \frac{l_2}{l_1},$$

бундан

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{S_1 l_1}{S_2 l_2} = 20 \cdot 1,3 = 26$$

ёки логарифмик бирликларда (1.1-§ га қаранг)

$$L_{\text{ГБ}} = 20 \lg(p_2/p_1) = 20 \lg 26 = 20 \cdot 1,415 \approx 28 \text{ ГБ}.$$

Ўрта қулоқ ташқи товушнинг босимини ички қулоққа шундай даражада ошириб узатар экан.

Ўрта қулоқнинг вазифаларидан бири товуш интенсивлиги катта бўлганда узатилаётган тебранишларни кучсизлантиришидир. Бу эса ўрта қулоқ суякчаси мускулларнинг рефлекторли бўшани туфайли амалга оширилади. Ўрта қулоқ атмосфера билан эшитиш (евстахнев) найи орқали бирлаштирилади.

Ташқи ва ўрта қулоқ товуш ўтказувчи системаларга киради. Ички қулоқ товуш қабул қилувчи система ҳисобланади.

Ички қулоқнинг асосий қисми спирал шаклида буралган чиганок бўлиб, механик тебранишларни электр сигналларига айлантириб беради. Ички қулоққа чиганокдан ташқари эшитув функциясига тааллуқли бўлмаган вестибуляр аппарат киради (6.4-§ га қаранг).

Одам чиганог суяк моддасидан иборат, узунлиги 35 мм конус шаклидаги спирал бўлиб, $2^{3/4}$ ўрамга эга, асосининг диаметри 9 мм, баландлиги тахминан 5 мм.

Чиганоқ қуришга қулай бұзсин учун очік ҳолда схематик кўринишида 8.8-расмда кўрсатилган. Чиганоқ бүйлаб учта канал ўтади. Уларнинг овал тешикча 8 дан бошланадигани *вестибуляр зина* дейилади. Иккинчи канал айлана тешик 9 дан бошланиб, у *ногора зинаси* 10 дейилади. Вестибуляр ва ногора зиналари жуда кичик тешикчали гелекотремлар 11 ёрдамида чиганоқ гумбазни соҳасида бирлаштирилган. Шундай қилиб, бу икки канал бирор кўринишидаги перелимфа билан тўлдирилган ягона системани ташкил этади. Узангича 6 нинг тебранишлари овал тешикча 7 нинг мембранасига, ундан перелимфага узатилади ва айлана тешик мембранаси 9 ни олдинга тортиб чиқаради. Вестибуляр ва ногора зиналари орасидаги 12 фазога *чиганоқ канали* дейилади. У эндолимфа билан тўлдирилган. Чиганоқ канали билан ногора зинаси орақасидан чиганоқ бүйлаб асосий (базилар) мембрана 13 ўтади. Таъсирни қабул қилувчи ҳужайралар эшитиш рецепторлари бўлган, кортиев органи мавжуд бўлиб, чиганоқдан яна эшитиш нерви ҳам ўтади (8.9-расмда булар кўрсатилмаган).

Кортиев аъзоси (спирал аъзо) механик тебранишларни электр сигналларига айлантириб берувчи органнинг ўзидир.

Асосий мембрана узунлиги тахминан 32 мм бўлиб, овал тешикчадан чиганоқ тепасига йўналиш бүйлаб кенгайди ва торайиб боради (0,1 мм дан 0,5 мм гача). Асосий мембрана физика учун жуда қизиқарли структура бўлиб, у частота танилаш хоссаларига эга. Бунга Гельмгольц ўз диққатини қаратиб, у асосий мембранани пианинонинг созланган торлари қаторига ўхшаш тасаввур қилди. Нобель мукофоти лауреати Бекени бундай резонанс назариясининг потўғри эканлигини кўрсатди. Бекени ўз ишларида асосий мембрана механик уйғошишларни узатувчи бир жишли бўлмаган узатиш линияси эканини исботлади. Асосий мембранага акустик таъсир кўрсатилса, тўлқин тарқала бошлайди. Бу тўлқинлар частотасига қараб турлича сўна бошлайди. Частота қанча кичик бўлса, унинг сўна бошлашидан олдин мембрана бүйлаб овал тешикчадан шунча узоқ масофага тўлқин тарқалади. Масалан, частотаси 300 Гц бўлган тўлқин сўна бошлашга қадар овал тешикчадан тахминан 25 мм масофага тарқалади, частотаси 100 Гц бўлган тўлқин ўзининг максимумига 30 мм га яқин оралиқда эришади.

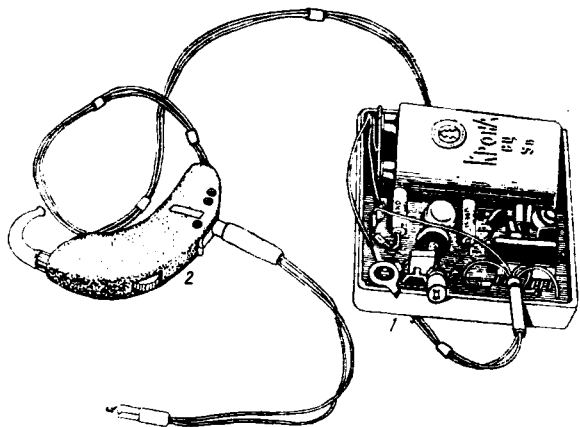
Ўтказилган бундай кузатишлар асосида яратилган назарияга мувофиқ қабул қилинадиган тонлар юксаклиги асосий мембрана



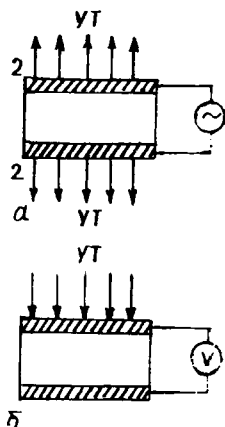
Герман Людвиг Фердинанд Гельмгольц (1821—1894)

Немис физиги, математиги, физиологи ва психологи. Гельмгольцнинг электромагнетизм, оптика ва акустика бўйича қилган ишлари кўп жиҳатдан унинг биофизика (кўриш эшитиш ва б.) бўйича қилган тадқиқотлари билан боғлиқдир.

тебраншлари максимумининг вазиати билан аниқланади. Шундай қилиб, ички қулоқда аниқ бир функционал зағжир мавжудлиги кузатилади, овал тешик мембранасининг тебранши — перилим-фанинг тебранши — асосий мембрананинг мураккаб тебраншлари — сочсимон толалар ҳужайрасини қитиқлаш (кортый органи рецепторлари) — электр сигналининг генерация қилиш.



8.12-расм.



8.13-расм.

Товуш эшитмасликнинг (карликнинг) айрим шакллариغا чиганоқ рецептор аппаратининг жароҳатланиши сабаб бўлади. Бундай ҳолларда чиганоқ механик тебраншлар таъсирида электр сигналларининг генерацияламайди. Бундай карларга ёрдам бериш мумкин. Бунинг учун чиганоққа электродлар киритилади ва уларга электр сигналлари бериладик, бу сигналлар механик таъсирлар туфайли ҳосил бўладиган стимулга мос бўлсин.

Чиганоқ асосий функциясини протезлаш (алмаштириш). Кохлеар протезлаш бир неча мамлакатларда ишлатилиб кўрилмоқда.

СССРда кохлеар протезлаш усули 2-Москва медицина институтинда ишлаб чиқилиб, амалга оширилган. Кохлеар протезлаш 8.12-расмда кўрсатилган, бу ерда 1 — асосий корпус, 2 — қулоқ орқасига қўйгич микрофони билан, 3 — имплантацияланувчи электрод билан уловчи вилкадан иборат.

8.6-§. УЛЬТРАТОВУШ ВА УНИНГ ТИББИЁТДА ҚўЛЛАНИЛИШИ

Частоталари 20 кГц дан ортиқ бўлган тебраншлар ва тўлқинларга ультратовуш (УТ) дейилади.

Ультратовуш частоталарининг юқори чегарасини тахминан 10^{-9} — 10^{10} Гц деб ҳисоблани мумкин. Бу чегара молекулалар орасидаги масофа орқали белгилангани сабабли ультратовуш тарқалаётган модданинг агрегат ҳолатига боғлиқ бўлади.

Ультратовушнинг генерациялашда *пурлантиргичлар* деб атала-

диган қурилмалардан фойдаланилади. Тескари пьезоэлектрик эффектга асосланиб ишлайдиган электромеханик нурлантиргичлар жуда кенг тарқалган (14.7-§ га қаранг). Тескари пьезоэффект — жисмларнинг электр майдон таъсирида механик деформацияланишидир. Бундай нурлантиргичнинг асосий қисмига (8.13-а расм) пьезоэлектрик хоссалари яхши намоён бўладиган моддалардан (кварц, сикнет тузи, титанат барий асосидаги керамик материаллардан) ясалган пластина ёки стержен 1 ҳисобланади. Пластинка сиртига ўтказгич қатлам кўринишидаги 2 электродлар юритилган. Агар электродларга генератор 3 дан ўзгарувчан электр кучланиши берилса, пластина тескари пьезоэффект туфайли вибрацияланиб, электр майдонининг ўзгариш частотасига мос ҳолдаги частота билан механик тебранишлар тарқатади.

Механик тўлқинларни энг катта нурлантириш эффекти резонанс ҳосил бўлиш шарти (7.6-§ га қаранг) бажарилган ҳолдагина юз беради. Масалан, қалинлиги 1 мм бўлган кварц пластина учун резонанс частотаси 2,87 МГц, сегнет тузи учун 1,5 МГц ва титанат барий учун 2,75 МГц.

Пьезоэффект асосида (тўғри пьезоэффект) ультратовуш приёминини ясаш мумкин. Бунда механик тўлқин (ультратовуш тўлқинлари) таъсирида кристалл деформацияси юз бериб (8.13-б расм), у эса пьезоэффект туфайли ўзгарувчан электр майдонини генерациялайди; бунга мос бўлган ўзгарувчан кучланишни ўлчаш мумкин.

Ультратовушнинг медицинада қўлланилиши унинг тарқалишидаги ва характеридаги ўзига хос хоссалари билан боғлиқ. Бу масалани кўриб ўтайлик.

Физик табиатига кўра ультратовуш товуш каби механик (эластик) тўлқиндир. Бироқ ультратовуш тўлқини узунлиги товуш тўлқини узунлигидан айтарли даражада кичикдир. Масалан, сувда тўлқини узунлиги 1,4 м га тенг (1 кГц, товуш), 1,4 мм (1 МГц, УТ) ва 1,4 мкм (1 ГГц, УТ). Тўлқинлар дифракцияси (24.5-§ га қаранг) тўлқини узунликлари нисбатига ва тўлқини дифракцияланаётган жисмнинг ўлчамига боғлиқ. «Ношаффоф» 1 м ўлчамли жисм 1,4 м узунликдаги товуш тўлқини учун тўсиқ бўла олмайди, лекин тўлқини узунлиги 1,4 мм бўлган ультратовуш учун эса тўсиқ бўла олади, лекин жисм орқасида «ультратовуш соя» ҳосил бўлади. Шунинг учун бу айрим ҳолларда ультратовушнинг дифракция ҳодисасини ҳисобга олмасдан, бу тўлқинларнинг тушиши ва қайтиши ҳодисасини тушунтиришдаги каби бу тўлқинларни нур деб қарашимизга имкон беради (ёруғликнинг тушиши ва қайтишини тушунтиришдаги каби).

Ультратовушнинг ички муҳит чегарасидан қайтиши шу муҳитларнинг тўлқин қаршилиқлар нисбатига боғлиқ (8.4-§ га қаранг). Масалан, ультратовуш мускул суяк усти пардасида суяк чегарасидан, ички органлар сиртларидан ва ҳоказолардан жуда ҳам яхши қайтади. Шу сабабли бир жинсли бўлмаган жисмлар (безлар), бўшлиқлар, ички органларнинг ва ҳоказоларнинг турган ўрни ва ўлчамларини аниқлаш мумкин (ультратовуш локация усули). Уль-

тратовуш локация усулида узлуксиз ва импульсли нурланишлар қўлланилади. Биринчи ҳолда икки муҳит чегарасидан қайтган ва тушувчи тўлқинларнинг интерференциясидан ҳосил бўлган турғун тўлқинлар кузатилади. Иккинчи ҳолда қайтган импульс кузатилиб, ультратовушнинг текширилаётган объектга ва ундан қайтиб келиш вақти ўлчанади. Ультратовушнинг тарқалиш тезлигини билган ҳолда, объектнинг қандай чуқурликда жойлашгани аниқланади.

Биологик муҳитларнинг тўлқин қаршиликлари ҳавоникига нисбатан 3000 марта катта. Шу сабабли УТ-нурлатгичлар одам танасига қўйилса, ультратовуш тана ичкарисига ўтмасдан нурлангич ва одам танаси орасида ҳосил бўлган юққа ҳаво устунидан қайтади (8.4-§ га қаранг). Ҳаво қатлами ҳосил бўлмаслиги учун нурлангичнинг сирти юзасига юққа мой қатлами суртилади.

Ультратовуш тўлқинларининг тарқалиш тезлиги ва уларнинг ютилиши муҳитнинг ҳолатига боғлиқ; шунга асосланиб моддаларнинг молекуляр хоссаларини ўрганишда ультратовушдан фойдаланилади. Бу турдаги тадқиқотлар молекуляр акустика фонига тааллуқлидир.

(7.53)дан кўриниб турибдики, тўлқинлар интенсивлиги доиравий частота квадратага тўғри пропорционал, шунга асосланиб нисбатан кичик амплитудали тўлқинлардан ҳам катта интенсивликларга эга бўлган тўлқинларни ҳосил қилиш мумкин. Ультратовуш тўлқинлари таъсиридаги заррачалар тезланиши жуда катта бўлиши мумкин [(7.12)га қаранг], бу эса катта таъсир кучлари пайдо бўлишини, биологик объектлар ультратовуш ёрдамида нурлантирилганда уларга ҳам заррачаларга шундай кучлар таъсир қилишини кўрсатади.

Ультратовуш тарқалишида ҳосил бўладиган зичлашиш ва сийраклашишлар суюқликлар ичида узиллишлар ҳосил қилади, бунга *кавитация* дейилади.

Кавитация узоқ вақт ушланиб қолмай, тез ёпилади. Бунда унча катта бўлмаган ҳажмда кўп миқдорда энергия ажралиб чиқиб, моддаларнинг психи ва шу билан бирга молекулаларнинг ионизацияси ва диссоциацияси юз беради.

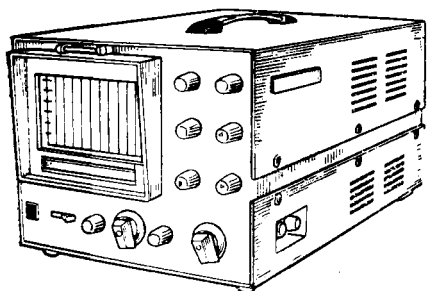
Биологик объектларда ультратовуш таъсири билан боғлиқ ҳолда юз берадиган физик жараёнларнинг асосий эффеқтлари қуйидагилардан иборат:

- ҳужайра ва субҳужайра даражасидаги микровпбрациялар;
- биомакромолекулаларни парчалаш;
- биологик мембраналарни жароҳатлаш ва уларнинг жойлашишларини ўзгартириш, мембраналар ўтувчанлигини ўзгартириш (13-бобга қаранг);
- психик таъсир;
- ҳужайра ва микроорганизмларнинг бузилиш.

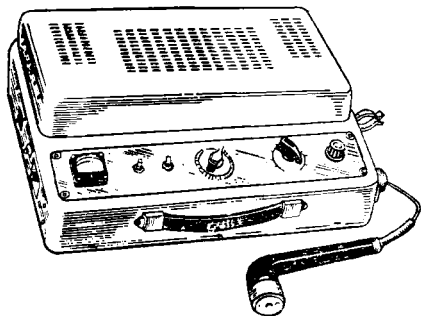
Ультратовушнинг тиббий-биологик қўлланишларини асосан икки йўналишга ажратилиш мумкин: кузатиш ва диагностика усуллари, иккинчиси таъсир этиш усуллари.

Биринчи йўналишдаги усулларга асосан импульсли нурланишлардан фойдаланувчи локацион усуллар киради. Бу эхоэнцефало-

графия — бош мия ўсмалари ва шишларини аниқлаш (8.14-расмда эхоэнцефалограф «ЭХО-12» кўрсатилган); ультратовуш кардиографияси — юрак ўлчовларини динамикада ўлчаш; офтальмологияда — кўз муҳитлари катталикларини ўлчаш учун ультратовуш локацияси. Ультратовушнинг Доплер эффекидан фойдаланиб юрак клапанлари ҳаракатининг характери ўрганилади ва қон оқиш тезлиги ўлчанади. Диагностика мақсадлари учун ультратовуш тезлигига асосан ўсиб чиққан ва жароҳатланган суякларнинг зичликлари ҳисоблаб топилади. Иккинчи йўналишга, ультратовуш физиотерапияси тааллуқлидир. 8.15-расмда шу мақсадларда қўлланилувчи аспа-



8.14-расм.



8.15-расм.

рат УТМ-3М кўрсатилган. Ультратовуш билан беморга таъсир этиш аппаратнинг махсус нурлатгич каллагини ёрдамида бажарилади. Кўпинча терапевтик мақсадлар учун частотаси 800 КГц, ўртача интенсивлиги 1 Вт/см²га яқин ва ундан озроқ бўлган ультратовушлардан фойдаланилади.

Ультратовуш терапиясининг бирламчи таъсири механизми унинг тўқимага кўрсатадиган механик ва иссиқлик таъсиридир.

Операцияларда ультратовуш ҳам юмшоқ, ҳам суяк тўқималарини кесинга қодир бўлган «ультратовуш скальпели» сифатида фойдаланилади. Ультратовушни суяқликлар ичидаги жисмларни парчалаб, эмульсия ҳосил қилиш қобилиятидан фармацевтика саноатида дори тайёрлашда фойдаланилади. Ультратовуш иштирокида тайёрланган турли хил дориворлар эмульсиялари ўпка касали, юқори нафас йўллари катарити, бронхиял астма каби касалликларни даволашда қўлланилади.

Ҳозирги пайтда шикастланган ёки трансплантацияланувчи суяк тўқималарини «пайвандаш»нинг янги усули (*ультратовуш остео-синтези*) яратилган.

Ультратовушнинг микроорганизмларга ҳалокатли таъсир кўрсатишидан моддаларни стерилизация қилишда фойдаланилади.

Ультратовушнинг кўрлар учун қўлланилиши қизиқарлидир. «Ориентир» кичкина асбоби ҳосил қилган ультратовуш локацияси ёрдамида 10 м гача узоқликдаги жисмларни билиб олиш ва уларни қандай ҳарактерда эканлигини аниқлаш мумкин.

Ультратовушнинг тиббиёт ва биологияда қўлланилиши борасида юқорида келтирилган мисоллар бу соҳада қилинган барча тадқиқотларни ўз ичига ололмайди, чунки ультратовушнинг қўлланиш соҳаси ранг-баранг ва уни кенгайтириш истиқболлари каттадир. Яна ультратовуш голографиясининг (24-бобга қаранг) тиббиётга кириб келиши ва ундан фойдаланиш янада янги диагностика усулларини пайдо бўлишига умид боғлайди.

8.7-§. ИНФРАТОВУШ

Одам қулоғи қабул қилиши ва эшитиши мумкин бўлган частотадан (20 Гц дан) кичик частотали механик (эластик) тўлқинларга *инфратовуш* дейилади.

Инфратовуш манбаларига табиий объектлар (денгиз, ер қимирлаши, момақалдироқ пайтидаги разрядлар ва бошқалар) билан бир қаторда сунъий объектлар (портлашлар, автомашиналар, станоклар ва бошқалар) мисол бўлади.

Инфратовуш деярли кўпчилик ҳолларда эшитилувчи шовқинлар билан биргаликда, масалан, автомашинада юз бериши кузатилади. Шу сабабли инфратовуш тўлқинларининг хусусий тезлигини аниқлашда қийинчиликлар вужудга келади.

Инфратовушнинг характерли хусусиятларидан бири унинг турли муҳитлар томонидан турлича ютилишидир, шу сабабли у анча узоқ масофаларга тарқала олади. Ер шарни бўйлаб инфратовушнинг бундай тарқалишлари туфайли кучли портлашларни манбадан жуда узоқ масофаларда туриб ҳам билиш, ўлчанган инфрақизил тўлқинларга кўра цунами бўлишини олдиндан билиш мумкин ва ҳоказо. Инфратовушнинг тўлқин узунлиги эшитиладиган товушларникидан катта бўлгани сабабли улар яхши дифракцияланади ва тўсиқларни айланиб ўтиб бинолар ичига kira олади.

Инфратовуш организмнинг бир қатор системалари функционал ҳолатларига ёмон таъсир кўрсатади: чарчаш, бош оғриғи, уйқучилик, жаҳл чиқиши ва бошқалар пайдо бўлади. Инфратовушнинг организмга бирламчи таъсир кўрсатиш механизми резонансли характерга эга деб фараз қилинади. Хусусий тебранишлар частотаси билан тебранишга мажбур этувчи кучларнинг частотаси бир-бирига яқин бўлганда резонанс ҳодисаси юз беради (7.6-§ га қаранг). Одам гавдасининг хусусий тебранишлар частотаси, гавданинг ётган ҳолида (3—4 Гц), турган ҳолда (5—12 Гц), кўкрак қафасининг хусусий тебранишлар частотаси (5—8 Гц), қорин бўшлиғиники (3—4 Гц) бўлиб, бу инфратовуш частоталарига мос келади.

Инфратовуш интенсивлиги даражасини яшап жойларида, ишлаб чиқарини корхоналарида ва транспорт воситалари турар жойларида камайтириш гигиенанинг вазифаларидан биридир.

8.8-§. ВИБРАЦИЯЛАР

Техникада турлича механизм ва машиналарнинг механик тебранишлар *вибрация* деб ном олди.

Вибрация одамга ҳам таъсир кўрсатади, бу таъсир одам тана-

сини вибрацияланувчи объектга тегиб турган жойи орқали узатилади. Бу таъсир ҳам хавфли ҳамда зарарли бўлиши ва маълум бир шароитда вибрация касаллигини келтириб чиқариши мумкин, фойдали томони бўлиши, ундан даволаш мақсадларида (вибротерапия ва вибромассажа) фойдаланиш мумкин.

Вибрацияларнинг асосий физик характеристикалари жисмларнинг механик тебранишлари характеристикалари билан мос келади; улар қуйидагилар:

— тебранишлар частотаси ёки ангармоник тебранишларнинг гармоник спектри;

— амплитуда, тезлик амплитудаси ва тезланиш амплитудаси;

— энергия ва тебранишларнинг ўртача қуввати.

Бундан ташқари, вибрациянинг биологик объектга таъсирини билиш учун тўлқин тебранишларининг жисмда тарқалиш ва сўнишини тасаввур қилиш муҳимдир. Бу масалани кузатишда инерцион массадан, эластик ва қовушоқ элементлардан иборат моделлар қўлланилади (10.3-§ га қаранг).

Вибрациялар эшитилувчи товушлар, ультратовушлар ва инфратовушлар манбаидир.

Тўққизинчи боб

Суюқликларнинг оқиши ва хоссалари



Ўзининг хоссалари жиҳатидан газлар ва қаттиқ жисмлар орасидаги оралиқ ҳолатни эгалловчи моддалар суюқликларга киради. Суюқликлар муҳити организмнинг катта қисмини ташкил этади, уларнинг кўчинини моддалар алмашинувини ва ҳужайраларни кислород билан таъминлаш ишини бажаради, шу сабабли суюқликларнинг оқиши ва уларнинг механик хоссалари, пифокорлар ва биологлар учун зўр қизиқиш уйғотади.

Бу бобда баён этилган материаллар сиқилмайдиган суюқликлар ҳаракати ва уларнинг атрофдаги қаттиқ жисмлар билан таъсирлашувини ўрганувчи физиканинг гидродинамика бўлими ва моддалар оқувчанлиги, уларнинг деформациялари ҳақидаги таълимот—реологияга тааллуқлидир.

9.1.5. СУЮҚЛИКЛАРНИНГ ҚОВУШОҚЛИГИ. НЬЮТОН ТЕНГЛАМАСИ. НЬЮТОН ВА НОНЬЮТОН СУЮҚЛИКЛАРИ

Реал суюқлик оққанда унинг айрим қатламлари бир-бирига шу қатламларга уринма кўринишда йўналган кучлар билан ўзаро таъсирлашади. Бу ҳодисага *ички ишқаланиш* ёки *қовушоқлик* дейилади.

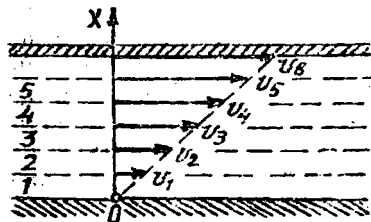
Қовушоқ суюқликнинг иккита қаттиқ пластинка орасидан оқиниши кўриб ўтамиз (9.1-расм), улардан пасткиси қўзғалмас бўлиб, юқоригиси v_0 тезлик билан ҳаракатланади. Суюқликни шартли равишда бир неча 1, 2, 3 ва ҳоказо қатламлардан иборат деб тасаввур қиламиз. Тубига «ёпишган» қатлам ҳаракатсиз. Тубидан (пастки пластинкадан) узоқлашган сари суюқлик қатламлари катта тезликка эга бўлиб боради ($v_1 < v_2 < v_3 < \dots$ ва ҳ. к.), юқориги пластинкага ёпишган қатлам яқинидаги тезлик энг катта бўлади.

Қатламлар ўзаро бир-бирига таъсир кўрсатади. Масалан, учинчи қатлам иккинчи қатламнинг ҳаракатини тезлаштиришга интилса, ўзи эса иккинчи қатлам томонидан тормозловчи куч таъсирини ҳис қилади, тўртинчи қатлам таъсирида эса тезлашади ва ҳоказо. Ички ишқаланиш кучи ўзаро таъсирлашувчи қатламларнинг S юзига тўғри пропорционал ва уларнинг нисбий тезликлари қанча катта бўлса, ички ишқаланиш кучи ҳам шунча катта бўлади. Суюқликни қатламларга ажратиш шартли бўлгани сабабли ички ишқаланиш кучини тезликка перпендикуляр йўналишда ҳар бир узунлик бирлигига тўғри келувчи тезликнинг ўзгаришини ифодаловчи катталиқ, яъни dv/dx *тезлик градиенти* (силжиш тезлиги) орқали ифодаланиш қабул қилинган:

$$F_{\text{ишқ}} = \eta \frac{dv}{dx} S. \quad (9.1)$$

Бу *Ньютон тенгламасидир*. Бу ерда η — пропорционаллик коэффициентини бўлиб, уни ички ишқаланиш коэффициентини ёки *динамиқ қовушоқлик* (ёки оддийгина *қовушоқлик*) деб айтилади. Қовушоқлик суюқликнинг (ёки газнинг) ҳолатига ва молекуляр хоссаларига боғлиқ.

Қовушоқликнинг СИ системасидаги ўлчов бирлиги *паскаль-секунд* (Пас). СГС системасида қовушоқлик *пуаз* (П) билан ифодаланади: 1 Пас = 10 П.



9.1-расм.

Кўпчилик суюқликларга қовушоқлик тезлик градиентига боғлиқ бўлмайди, бундай суюқликлар (9.1) Ньютон тенгламасига бўйсунмайди, шу сабабли улар *Ньютон суюқликлари* дейилади. (9.1) тенгламага бўйсунмайдиган суюқликлар *ноньютон суюқликлар* дейилади. Баъзан Ньютон суюқликлари қовушоқлигини нормал, ноньютон суюқликлариникини эса аномал деб аталади.

Мураккаб ва йирик молекулалардан иборат суюқликлар, масалан, полимерлар эритмаси, молекула ва заррачаларнинг боғланшлари туфайли ҳосил бўлган фазовий структуралар ноньютон суюқликлари ҳисобланади. Уларнинг қовушоқлиги бир хил шароитларда оддий суюқликларникига қараганда кўп марта каттадир. Бу суюқликлар қовушоқлигининг ортишига сабаб шуки, уларнинг оқиши пайтида сарфланадиган ташқи кучларнинг ниши фақат суюқликнинг қовушоқлигини, яъни Ньютон қовушоқлигини энгши учунгина эмас, балки структурасини бузиш учун ҳам сарфланади. Қон ноньютон суюқлик ҳисобланади.

9.2-§. ҚОВУШОҚ СУЮҚЛИКЛАРНИНГ ТРУБАЛАРДАН ОҚИШИ. ПУАЗЕЙЛЬ ФОРМУЛАСИ

Қовушоқ суюқликнинг трубалардан оқиши тиббиёт учун алоҳида қизиқиш уйғотади, чунки қон оқиш системаси асосан турли диаметрдаги цилиндрик томирлардан иборат.

Симметрия туфайли маълумки, трубада оқаётган суюқликда ўқдан бир хил узоқликдаги суюқликнинг икки зарраси бир хил тезликка эга. Труба ўқи бўйлаб ҳаракатланаётган заррачалар энг катта тезликка эга бўлади: труба деворига энг яқин суюқлик қатлами қўзғалмасдир. Суюқликлар заррачалари тезлигининг труба кўндаланг кесими бўйлаб тахминий тақсимланиши 9.2-расмда кўрсатилган.

$v=f(r)$ боғланиши аниқлаш учун фикран узунлиги l ва радиуси r бўлган цилиндр шаклидаги суюқлик ҳажмини ажратиб оламиз (9.3, а расми). Бу цилиндрининг учларида мос ҳолда p_1 ва p_2 босим таъминлаб турилади, бу эса натижавий кучни қўйидаги кўринишда ёзишга олиб келади:

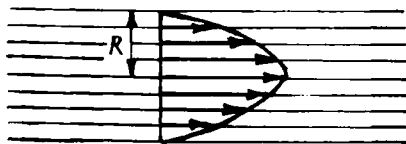
$$F = p_1 \pi r^2 - p_2 \pi r^2 = (p_1 - p_2) \pi r^2. \quad (9.2)$$

Цилиндрнинг ён томонлари юзига уни ўраб олган суюқликлар томонидан ички ишқаланиш кучи таъсир этади. Бу куч қўйидагича ифодаланади [(9.1)га қараг]:

$$F_{\text{ишқ}} = \eta \frac{dv}{dr} \cdot S = \eta \frac{dv}{dr} \cdot 2\pi r l, \quad (9.3)$$

бу ерда $S = 2\pi r l$ — цилиндр кўндаланг кесимининг юзи. Цилиндрда суюқлик текис ҳаракатда бўлгани сабабли ажратиб олинган цилиндр ҳажмидаги таъсир этувчи кучлар бир-бирини мувозанатлайди: $F = F_{\text{ишқ}}$. Бу тенгликка (9.2) ва (9.3)ни қўйиб қўйидагини ҳосил қиламиз:

$$(p_1 - p_2) \pi r^2 = - \eta \frac{dv}{dr} \cdot 2\pi r l. \quad (9.4)$$



9.2-расм.

Тенгламанинг ўнг томонидаги $\leftarrow \rightarrow$ ишораси тезлик градиенти $dv/dr < 0$ (r ортиши билан тезлик камайд) бўлгани сабабли ёзилган. (9.4) формуладан

$$dv = - \frac{p_1 - p_2}{2l\eta} \cdot r dr.$$

Бу теңламани интеграллаймиз:

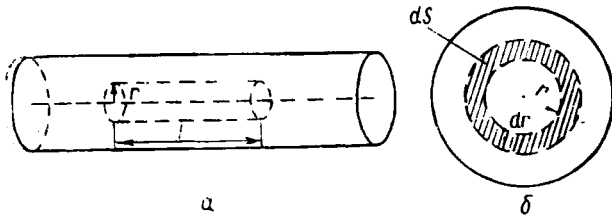
$$\int_0^v dv = - \frac{p_1 - p_2}{2l\eta} \int_R^r r dr, \quad (9.5)$$

бу ерда интегралнинг қўйи чегаралари трубанинг ички сиртига «ёпишиб» турган суюқлик қатламига тегишли ($r=R$ бўлганда $v=0$), юқори чегараси эса — ўзгарувчандир. (9.5)ни ечиб, суюқлик қатламлари тезлиги билан уларнинг труба ўқигача бўлган масофалари орасидаги параболик муносабатни чиқарамиз (9.2-расмдаги тезлик векторлари учларини айланиб ўтувчи чизыққа қаранг):

$$v = \frac{p_1 - p_2}{4l\eta} (R^2 - r^2). \quad (9.6)$$

Труба ўқи ($r=0$) бўйлаб оқётган қатлам тезлиги энг катта бўлади:

$$v_{\max} = (p_1 - p_2) R^2 / 4l\eta.$$



9.3-расм.

Горизонтал труба орқали 1 с да оқиб ўтаётган суюқлик ҳажми Q ни қандай факторларга боғлиқлигини аниқлайлик. Бунинг учун r радиусли ва dr қалинликдаги цилиндрик қатлам ажратамиз. Бу қатлам кесимининг юзи $ds = 2\pi r dr$ (9.3, б-расм). Қатлам жуда юпқа бўлгани сабабли уни бир хил v тезлик билан ҳаракатланяпти дейиш мумкин. Бир секундда қатлам олиб ўтаётган суюқлик ҳажми

$$dQ = v \cdot ds = v \cdot 2\pi r dr. \quad (9.7)$$

(9.6)ни (9.7)га қўйиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$dQ = \pi \frac{p_1 - p_2}{2l\eta} (R^2 - r^2) r dr.$$

Бунинг трубанинг бутун қўндаланг кесими бўйича 0 дан R гача интеграллаб, вақт бирлиги ичида труба қўндаланг кесимидан оқиб ўтаётган суюқлик ҳажминини топамиз:

$$Q = \pi \frac{p_1 - p_2}{4\eta l} \int_0^R (R^2 - r^2) r dr = \frac{\pi R^4}{8\eta} \frac{p_1 - p_2}{l}. \quad (9.8)$$

Бу боғланиш Пуазейль формуллари номи билан маълумдир.

Пуазейль формуласи (9.8) дан кўри-
ниб турибдики, берилган ташқи таъсир-
лар шартларига асосан трубадан оқиб ўта-
ётган суюқликнинг қовушоқлиги қанча
кичик ва труба радиуси қанча катта бўл-
са, суюқлик шунча кўп оқиб ўтади. Q
нинг радиусга кучли боғланиши фақат
ҳажмининг ўзгаришига эмас, балки труба
девори яқинидаги қатламларнинг инсба-
тан бирор катталикдаги ҳиссасига ҳам
боғлиқ.

(9.8) Пуазейль формуласи билан зан-
жирнинг бир қисми учун Ом қонуни ора-
сидаги ўхшашликни кўриб ўтайлик. По-
тенциаллар фарқи труба учларидаги бо-
симлар айирмасига, ток кучи — труба ке-
симидан l с да оқиб ўтувчи суюқлик
ҳажмига, электр қаршилиги — *гидравлик*
қаршиликка мос келади:

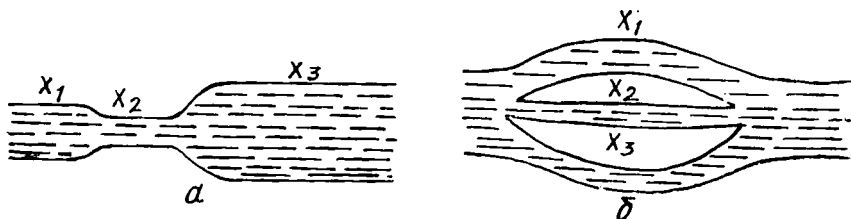
$$X \approx 8\eta l / (\pi R^4). \quad (9.9)$$

Қовушоқлик η ва труба узунлиги қан-
ча катта бўлиб, кўндаланг кесим юзи қан-
ча кичик бўлса, гидравлик қаршилик шун-
ча катта бўлади. Гидравлик қаршилик ва
электр қаршиликнинг ўхшашлигидан ай-
рим ҳолларда параллел ва кетма-кет улан-
ган ўтказгичларнинг қаршиликларини
аниқлаш қондасини кетма-кет ва параллел уланган трубалар сис-
темасининг гидравлик қаршиликларини аниқлаш учун татбиқ қи-
лишга имкон беради. Масалан, учта ўзаро кетма-кет (9.4-а расм)



Жан Луи
Мари Пуазейль
(1799—1869)

Француз врач ва фи-
зиги. Қон айланиш ва
нафас олиш система-
лари устида ишлаб, би-
ринчи марта симобли
манометр ёрдамида ҳай-
вонлар артериясидаги
қон босимини аниқла-
ди. Қон айланишини
ўрганишга бўлган қизи-
қиши туфайли гидрав-
лик системалар муам-
моларини ўрганишга ки-
ришди.



9.4-расм.

ва параллел (9.4-б расм) уланган учта трубанинг умумий қарши-
ликлари қуйидаги формулалар ёрдамида топилади:

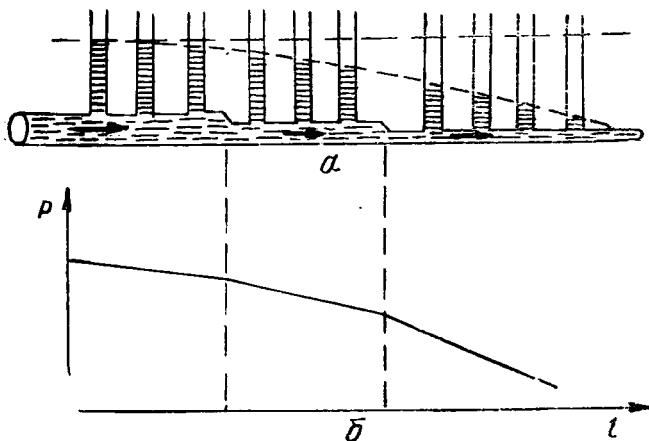
$$x = x_1 + x_2 + x_3. \quad (9.10)$$

$$X = \left(\frac{1}{x_1} + \frac{1}{x_2} + \frac{1}{x_3} \right)^{-1} \quad (9.11)$$

Пуазейль формуласига кўндаланг кесимлари турлича бўлган трубалар учун ҳам ўрипли бўлган янада умумий кўриниш бериш учун $(p_1 - p_2)/l$ ни босим градиенти dp/dl билан алмаштирамиз, унда (9.8) формула қуйидаги кўринишни олади:

$$Q = \frac{\pi R^4}{8\eta} \cdot \frac{dp}{dl} \quad (9.12)$$

Қовушоқ суюқлик оқиб турган турлича кўндаланг кесим юзига эга бўлган горизонтал трубанинг турли жойларига манометрик трубалар ўрнатамиз (9.5-а расм). Улар кўндаланг кесими ўзга-



9.5-расм.

рувчан трубалар йўналиши бўйлаб статик босим l га пропорционал равишда камайиб боришини кўрсатадиган $dp/dl = \text{const}$. Q бир хил бўлгани учун [(9.12)га қаранг] радиуси кичик бўлган трубаларда босим градиенти катта бўлади. Босимнинг труба бўйлаб l масофага боғлиқлигининг графиги 9.5-б расмда тақрибан кўрсатилган.

9.3-§. ҚОВУШОҚ СУЮҚЛИК ИЧИДА ЖИСМЛАР ҲАРАКАТИ. СТОКС ҚОНУНИ.

Қовушоқлик фақат суюқликларнинг идишлардаги ҳаракатланишидагина эмас, балки жисмларнинг суюқлик ичидаги ҳаракатида ҳам юз беради. Ньютон қонунига асосан унча катта бўлмаган тезликларда қаршилик кучи суюқлик қовушоқлигига, жисм ҳаракат тезлигига ва жисм ўлчамларига боғлиқ бўлади. Қаршилик кучини аниқлаш умумий формуласини кўрсатиш мумкин бўлмагани учун унинг хусусий ҳолини кўриб чиқиш билан чегараланамиз.

Жисмнинг энг оддий шакли сферадир. Сферик жисм (шарча) учун унинг суюқликли идиш ичидаги ҳаракати пайтида ҳосил бўлган қаршилик кучининг юқорида кўрсатилган факторларга боғлиқлиги *стокс қонуни* билан ифодаланади:

$$F_{\text{ишқ}} = 6\pi\eta r v, \quad (9.13)$$

бу ерда r — шарчанинг радиуси; v — ҳаракат тезлиги. Бу қонун идиш деворлари жисм ҳаракатига таъсир кўрсатмайди, деб тасаввур қилиниб ҳосил қилинди.

Шарчанинг қовушоқ муҳитда тушишида унга учта куч таъсир этади (9.6-расм): а) оғирлик кучи $mg = 4/3 \pi r^3 \rho g$; б) сиқиб чиқарувчи куч (архимед кучи) $F_A = m_{\text{ш}} g = 4/3 \pi r^3 \rho_{\text{ш}} g$, бу ерда $m_{\text{ш}}$ — шар сиқиб чиқарган суюқликнинг массаси, $\rho_{\text{ш}}$ — унинг зичлиги; в) $F_{\text{ишқ}}$ — қаршилик кучи, у (9.13) формула ёрдамида ҳисобланади.

Шарча қовушоқ суюқликка тушганда тезлиги камаяди. Қаршилик кучи тезликка тўғри пропорционал бўлгани учун шарча текис ҳаракат қилгунча қаршилик кучи ҳам камайиб боради. Бу ҳолда (9.6-расм)

$$mg + F_A + F_{\text{ишқ}} = 0$$

ёки кучлар ифодаларини бу формулага қўйиб скаляр кўринишда ёзсак:

$$4/3\pi r^3 \rho g - 4/3\pi r^3 \rho_{\text{ш}} g - 6\pi\eta r v_0 = 0, \quad (9.14)$$

бу ерда v_0 шарчанинг текис ҳаракат (тушиш) тезлиги. (9.14) дан v_0 ни топамиз:

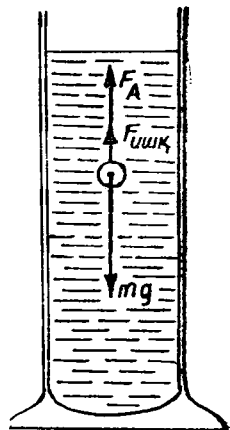
$$v_0 = 2(\rho - \rho_{\text{ш}}) r^2 g / (9\eta). \quad (9.15)$$

(9.15) формула фақат шарчанинг суюқликдаги ҳаракати учунгина эмас, балки унинг газдаги ҳаракати учун ҳам ўз кучини сақлаб қолади. Ундан айрим ҳолларда ҳаво таркибидаги чанг заррасининг чўкиши вақтини ҳисоблашда фойдаланиш мумкин. Бунини қуйидаги мисол ёрдамида тушунириш мумкин. Ҳаво учун — турли чанг зарралари муаллақ бўлган муҳитда қовушоқлик — $\eta = 0,000175 \text{ П}$. Ўлган кишилар ўпкаларида топилган чанг зарраларидан 80%ининг ўлчами 5 мкм дан 0,2 мкм гача экан. Агар чанг зарраларини шар шаклида деб олиб, унинг зичлигини ер зичлигига ($\rho \approx 2,5 \text{ г/см}^3$) тенг деб, чанг заррасининг тушиш тезлигини (9.5) формула ёрдамида ҳисоблаб, унинг қиймати 0,2—0,0003 см/с бўлишини топамиз. Бундай чанг зарраси ҳаво оқими ва броун ҳаракати бўлмаган шароитда баландлиги 3 м бўлган хона ичида тўла чўкиши учун 12 сутка вақт лозим бўлар экан.

9.4-§. СУЮҚЛИК ҚОВУШОҚЛИГИНИ АНИҚЛАШ УСУЛЛАРИ. ҚОН ҚОВУШОҚЛИГИНИ АНИҚЛАШНИНГ КЛИНИК УСУЛИ

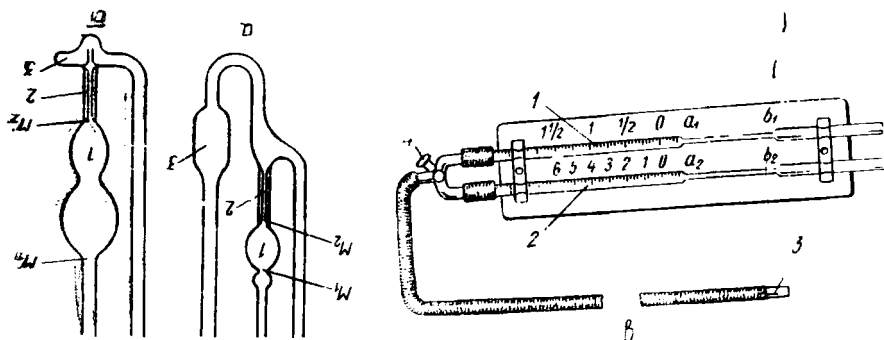
Қовушоқликни ўлчаш усуллариининг тўпламига *вискозиметрия* дейилади, бу мақсадлар учун ишлатиладиган асбобларни эса *вискозиметрлар* деб айтилади.

Вискозиметриянинг бирмунча кенг тарқалган усулларини кўриб чиқамиз.



9.6-расм.

Цуазейль қонуни формуласига асосланган капилляр усули: босим ўзгаришларининг аниқ бирор қийматларида маълум массали суюқликларнинг оғирлик кучи таъсири остида капиллярнинг белги-ланган икки нуқтаси орасидан оқиб ўтиш вақтини ҳисоблашдан иборат. Турли кўринишдаги капилляр вискозиметрлар 9.7-а, б расмда кўрсатилган (1 — ўлчов резервуарлари; M_1 ва M_2 белгилар суюқликнинг резервуарлардан шу икки белги орасидан оқиб ўтиш вақтини ҳисобга олиш учун қўйилган; 2 — капиллярлар; 3 — оқиб ўтган суюқликлар тўпланадиган идиш).



9.7-расм.

Капилляр вискозиметрлар қоннинг қовушоқлигини аниқлашда ишлатилади.

Капилляр вискозиметрлар ёрдамида қовушоқликнинг газларга хос бўлган қийматлари 10^{-5} Па · с дан, то консистент мойлашларга хос бўлган 10^4 Па · с қийматли қовушоқликлар ўлчанади.

Шарчанинг суюқликда тушиш усули Стокс қонунига асосланган вискозиметрларда қўлланилади. (9.15) формуладан қовушоқлик η ни топамиз:

$$\eta = 2(\rho - \rho_{ш})r^2g/(9v_0).$$

Шундай қилиб, бу формуланинг ўнг томонидаги катталикларни билган ҳолда ва шарчанинг тушиш пайтидаги текис ҳаракат тезлигини ўлчаб, айнан шу суюқликнинг қовушоқлигини аниқлаш мумкин.

Вискозиметрларнинг ҳаракатланувчи шарчалар ёрдамида қовушоқлигини аниқлаш чегараси $6 \cdot 10^4$ — 250 Па · с оралиқларда.

Шунингдек, *ротацион вискозиметрлар* ҳам қўлланилади, бундай вискозиметрларда суюқлик бир ўқда маҳкамланган икки жисм оралиғида, масалап, цилиндрлар орасида бўлади. Цилиндрлардан биттаси (ротор) айланади. Иккинчиси эса қўзғалмас. Қовушоқлик қўзғалмас цилиндрда маълум бир куч моментини ҳосил қилаётган айланувчан цилиндрнинг (роторнинг) бурчак тезлиги ёки ротор бурчак тезлигининг берилган аниқ қийматида ҳосил бўлган куч моментини қўзғалмас цилиндрга кўрсатадиган таъсирига қараб ўлчанади.

Ротацион вискозиметрлар ёрдамида суюқликларнинг $1-10^5$ Па · с оралиқлардаги қовушоқлиги ўлчанади, яъни сурков мойларининг, эритилган силикатлар ва металлларнинг, катта қовушоқлик ва елимларнинг, лойтупроқли қоринмалар ва ҳоказоларнинг қовушоқликларини аниқланади.

Ротацион вискозиметрлар роторига турлича катталиқдаги бурчак тезликлар бериб, тезлик градиентини ўзгартириш мумкин. Бу ҳол турли хил тезлик градиентларида қовушоқликни аниқлашга ва ноньютон суюқликларга хос бўлган $\eta = f(dv/dx)$ боғланишини аниқлашга имкон беради.

Ҳозирги пайтда клиникаларда қоннинг қовушоқлигини аниқлашда иккита капиллярли Гесс вискозиметридан фойдаланилади. Унинг тузилиш схемаси 9.7-в расмда берилган. Иккита бир хил $a_1 b_1$ ва $a_2 b_2$ капиллярлар, иккита 1 ва 2 трубалар билан туташтирилган. Кран 4 ни очиб резина най 3 орқали нок ёки оғиз ёрдамида $a_1 b_1$ капилляр ва 1 труба бўйлаб дистилланган сувни 0 белгигача сўриб келтирилади ва кран 4 беркитилади. Иккинчи $a_2 b_2$ капилляр 2 трубада ҳам текшириладиган қонни 0 белгигача келтирилади, кранни очиб труба 3 орқали трубадаги қон даражаланган 1 белгисига келгунча сўрилса, унда иккинчи трубадаги сув бошқа белгигача кўтарилади. Сувни ва қонни капилляр бўйлаб оқини шароити бир хил, лекин уларнинг қовушоқлиги турлича бўлгани сабабли 1 ва 2 трубалардаги сув ва қоннинг ҳажми турлича бўлади. Қон ноньютон суюқлик бўлсада, лекин тақрибий равишда Пуазейль формуласи (9.8)ни қўллаб қуйидаги кўринишли пропорцияни ёзамиз:

$$Q_1/Q_2 = \eta_1/\eta_2 \quad (9.16)$$

Суюқликнинг текис оқин пайтидаги умумий ҳажми V , Q билан $V=Q/t$ формула орқали боғланган, бу ерда t — вақт, Q ни (9.16) га қўйиб қуйидаги тенгламани ҳосил қиламиз:

$$V_1 : V_2 = \eta_1 : \eta_2,$$

бу ерда V_1 — қоннинг 2 трубадаги 0 дан 1 белгисигача бўлган ҳажми; V_2 — сувнинг 1 трубадаги 0 белгидан ўлчаш туфайли сув эгаллаган белгигача бўлган оралиқдаги ҳажми; η_1 ва η_2 — мос ҳолда қон ва сувнинг қовушоқлиги. Қон қовушоқлигининг айнан шу ҳароратдаги сувнинг қовушоқлигига нисбати қоннинг *нисбий қовушоқлиги* дейилади.

Гесс вискозиметрида қоннинг ҳажми доимо бир хил олиниб, сувнинг ҳажми эса трубадаги унинг эгаллаган белгиси сон қийматига қараб топилади, шу сабабли бу усулда қоннинг сувга нисбатан қовушоқлиги ўлчанади. Ҳисоблаш қулай бўлиш учун 1 ва 2 трубаларнинг кўндаланг кесими юзи турли хил қилиб ясалади, бунда қон ва сувнинг трубадаги ҳажми турли хил бўлса-да, булар бир хил сатҳни эгаллайди.

Одам қонининг қовушоқлиги нормада $0,4-0,5$ Па · с, патоло-

гияда эса 0,17 дан 2,29 Па · с гача ўзгариб туриб, эритроцитларнинг чўкиш тезлигига (СОЭ) таъсир кўрсатади. Веналардаги қоннинг қовушоқлиги артериядаги қон қовушоқлигидан бирмунча катта бўлади. Оғир жисмоний меҳнат натижасида қоннинг қовушоқлиги ортади. Айрим юқумли касалликлар қон қовушоқлигини оширади, бошқалари эса, масалан, ич терлама ва сил касаллиги камайтиради.

9.5-§. ЛАМИНАР ВА ТУРБУЛЕНТ ОҚИМЛАР. РЕЙНОЛЬДС СОНИ

Суyoқликларнинг юқорида кўриб ўтилган оқими қатламли ёки ламинар оқимдир. Қовушоқ суyoқликнинг оқиш тезлиги оширилса, труба кўндаланг кесими юзи бўйича босим турлича бўлгани сабабли уярма ҳосил бўла бошлайди, бунда оқим уюрмали ёки турбулент бўлиб қолади. Турбулент оқимда заррачалар тезлиги турли жойда турлича бўлиб, узлуксиз ва хаотик ўзгариб туради, ҳаракат эса ностационар бўлади.

Суyoқликларнинг труба бўйлаб оқиши суyoқликнинг хоссаларига, унинг оқиш тезлигига, трубаларнинг ўлчамига боғлиқ бўлиб, *Рейнольдс* сони билан аниқланади:

$$Re = \rho_c v D / \eta,$$

бу ерда ρ_c суyoқликнинг зичлиги; D — трубанинг диаметри.

Агар Рейнольдс сони бирор критик қийматдан катта бўлса ($Re > Re_{кр}$), унда суyoқлик ҳаракати турбулент бўлади. Масалан, силлиқ деворли цилиндрик трубаларда $Re_{кр} \approx 2300$.

Рейнольдс сони суyoқликнинг қовушоқлигига ва зичлигига боғлиқ бўлгани сабабли уларнинг *кинематик қовушоқлик* деб аталадиган нисбатларини киритиш қулайдир:

$$\nu = \eta / \rho_c.$$

Бу тушунчадан фойдаланган ҳолда Рейнольдс сонини қуйидаги кўринишда ифодалаш мумкин:

$$Re \approx v \cdot D / \nu. \quad (9.17)$$

Кинематик қовушоқлик бирлиги *секундига квадрат метр* (m^2/s), СГС системасида *стокс* (Ст); улар орасидаги боғланиш:

$$1 \text{ Ст} = 10^{-4} / c.$$

Суyoқлик ёки газлар оқувчанлигига ички ишқаланиш кучларининг таъсир характерини кинематик қовушоқлик динамик қовушоқликка нисбатан тўлароқ ҳисобга олади. Масалан, $0^\circ C$ да сувнинг қовушоқлиги ҳавоникидан тахминан 100 марта катта, лекин сувнинг кинематик қовушоқлиги ҳавоникидан 10 марта кичик, шу сабабли қовушоқлик ҳавонинг оқимига сувга қараганда кўпроқ таъсир кўрсатар экан.

(9.17)дан кўринадики, суюқлик ёки газнинг оқувчанлиги аҳамиятга оларли даражада трубаларнинг ўлчамига боғлиқ. Кенг трубаларда унча катта бўлмаган тезликларда ҳам турбулент оқим юз бериши мумкин. Масалан, 16° ҳароратда диаметри 2 мм бўлган трубада сувнинг оқини тезлиги 127 см/с дан ортқроқ бўлганда, 2 см диаметрли трубада эса тезлик тахминан 12 см/с бўлгандаёқ турбулент оқим вужудга келади. Бундай ўлчамли трубаларда қоннинг оқини тезлиги 50 см/с бўлгандаёқ турбулент оқим юз бериши лозим эди, лекин амалда 2 см диаметрли трубада турбулент оқим анча кичик тезликлардаёқ юз беради.

Артерияларда қон оқиши нормал бўлганда ламинар оқим бўлиб, клапанлар яқинида эса биров турбулент оқим вужудга келади. Патологияда қоннинг қовушоқлиги нормадан кичик бўлганда Рейнольдс сони критик қийматидан ошиб кетади ва ҳаракат турбулент бўлиб қолади.

Турбулент оқим суюқликнинг оқишида қўшимча энергия сарф бўлишига олиб келади, қоннинг бундай оқишида эса юракнинг қўшимча иш бажаришига олиб келади. Қоннинг турбулент оқим пайтида ҳосил бўлган шовқин эса касалликларни диагностика қилиш мақсадларида ишлатилиши мумкин. Бундай шовқинлар елка артериялари қон босимини ўлчаб кўришда эшитилади. Ҳавонинг бурун бўшлиғида нормадаги оқими ламинар бўлади. Лекин яллиғланиш ёки нормадан қандайдир бошқа четланишлар юз берганда ҳавонинг оқими турбулент бўлиб, нафас олиш системаси мусукулларининг қўшимча иш бажаришига олиб келади.

Рейнольдс сони ўхшашлик критериядир. Гидро- ва аэродинамик системаларнинг, хусусан қон айланиш системаларини модалаштиришда Рейнольдс сони модель учун ҳам асл нуханикидек бўлиши шарт, аке ҳолда улар орасида мослик бўлмайди. Бу суюқлик ёки газларнинг ўзида ҳаракат қилаётган жисм атрофини айланлиб ўтишпни моделлаштиришига ҳам тааллуқлидир. (9.17) тенгламадан кўриниб турибдики, модель ўлчамларининг асл нуха ўлчамларига нисбатан камайтирилиши, газ ёки суюқлик модели оқим тезлигини ошириш ёки кинематик қовушоқлигини камайтириш билан компенсацияланиши лозим.

9.6-§ СУЮҚЛИКЛАР МОЛЕКУЛЯР ТУЗИЛИШИНING ХУСУСИЯТЛАРИ

Оддий суюқликлар изотропдир, тузилиши жиҳатидан эса улар аморф жисмлар ҳисобланади. Суюқликларнинг пчки тузилишлари энг яқин жойлашпшлари (ўзаро яқин заррачаларнинг бир-бирига нисбатан тартибли жойлашпшлари) билан характерланади. Молекулалар орасидаги масофаларнинг кичик бўлиши, лекин ўзаро татиш кучларининг катталиги, суюқликларнинг жуда кичик сиқилувчанлигига олиб келади: суюқликлар орасидаги масофани оз миқдорда камайтириш, молекулалар орасида ўзаро катта итариш кучларини юзага келтиради.

Суюқликлар қаттиқ жисмларга ўхшаб жуда оз сиқилувчанликка ва катта зичликка эга; улар газлар каби, ўзи турган идиш пак-

лини олади. Суюқликлар хоссаларининг бундай характерда бўлиши уларни ташкил этган молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати билан боғлиқдир. Газларда молекулалар жуда кичик кесма оралиғидагина тўғри чизиқли, қолган пайтда эса тартибсиз ҳаракатда бўлиб, уларнинг жойлашишларида эса қатъиян бир тартиб бўлмайди. Кристалл жисмларда заррачалар маълум бир мувозанат атрофида, яъни кристалл панжара тугунлари атрофида тебраниб туради. Я. И. Франклин назарияси бўйича суюқлик молекулалари қаттиқ жисм молекулалари каби мувозанат вазияти атрофида тебранади, ammo бу мувозанат вазияти доимий бўлмайди. Бирор «ўтроқ яшаш вақти» деб аталган вақт ўтгандан сўнг қўшни молекулалар орасидаги масофалари ўртачасига тенг бўлган масофага сакраб ўтиб, бошқа мувозанат нуқтаси атрофида тебранади. Суюқликдаги молекулалар орасидаги масофа δ ни ҳисоблайлик. $\delta^3 = 1/n$ бўлгани сабабли (бу ерда $n = N_A \rho / M$) суюқлик молекулаларининг концентрацияси (N_A — Авогадро доимийси, ρ — суюқлик зичлиги, M — моляр масса), у ҳолда

$$\delta \approx 1 / \sqrt[3]{n} = \sqrt[3]{M / (N_A \rho)}. \quad (9.18)$$

δ нинг сон қиймати 10^{-10} м ни ташкил этади; масалан, сув учун $\delta \approx 3 \cdot 10^{-10}$ м.

Молекуланинг «ўтроқ яшаш вақти»нинг ўртачасига *релаксация* вақти деб айтилади. Ҳароратни ошириш ва босимни камайтириш релаксация вақтининг жуда кўп марта камайишига олиб келади, бу эса молекулалар ҳаракатчанлигининг ошганлигидан ва қовушоқликнинг камайганлигидан далolat беради.

Суюқлик молекуласи бир мувозанат ҳолатидан бошқасига сакраб ўтиши учун бу молекулани ўраб турган бошқа молекулалари билан боғланишлар узилиши ва бошқа янги қўшни молекулалар билан ўзаро боғланишлар ҳосил қилиниши лозим. Молекулалар аро боғланишларнинг узилиш жараёни янги молекуляр боғланишлар пайдо бўлишида ажралиб чиқадиган E_a энергия (*активация энергияси*) сарф қилини талаб қилади. Молекулаларнинг бир мувозанат ҳолатидан бошқасига бундай ўтиши баландлиги E_a бўлган потенциал тўсиқ орқали ўтиш ҳисобланади. Молекулалар потенциал тўсиқ орқали ўтиши учун лозим бўлган энергияни қўшни молекулалар иссиқлик ҳаракати энергиясидан олади. Релаксация вақтини суюқлик температурасига ва активация энергиясига боғлиқлигини Больцман тақсимоги қонунидан келиб чиқадиган формула ёрдамида ифодалаш мумкин:

$$\tau = \tau_0 e^{E_a / (kT)}, \quad (9.19)$$

бу ерда τ_0 — молекулалар мувозанат вазиятлари атрофида ўртача тебранишлари даври.

Ўртача кўчиш масофаси δ ва ўртача вақт τ ни билган ҳолда молекулаларнинг суюқликдаги ўртача ҳаракат тезликларини аниқлаш мумкин:

$$\langle v \rangle = \delta/\tau = (\delta/\tau_0) e^{-E_a/(kT)} \quad (9.20)$$

Бу тезлик газ молекулаларининг ўртача тезлигига нисбатан кичикдир. Масалан, сув молекулалари учун у худди шундай ҳароратни буғ молекулаларига нисбатан 20 марта кичикдир.

9.7-§. СИРТ ТАРАНГЛИК

Суюқлик ва унинг тўйинган буғи, бир-бири билан аралашмайдиган икки суюқлик, суюқлик ва қаттиқ жисмнинг бўлиниш сиртида чегарадош муҳитлардаги турли хилдаги молекулаларо ўзаро таъсир туфайли кучлар вужудга келади.

Суюқлик ичида жойлашган ҳар бир молекула атрофини тенг миқдордаги молекулалар ўраб олган ва улар бир-бири билан ўзаро таъсирланади, лекин бу кучларнинг тенг таъсир этувчиси нолга тенг. Икки муҳит чегараси яқинида жойлашган молекулага уни ўраб олган муҳит бир жинсли бўлмагани сабабли суюқликнинг бошқа молекулалари билан компенсацияланмаган куч таъсир қилади. Шу сабабли суюқлик ҳажмидан молекулаи суюқлик сирт қатламга чиқариш учун иш бажариш лозим. Температура ўзгармаганда бирор суюқлик сирт қатламини ҳосил қилиш учун сарфланган ишнинг шу сирт юзига нисбати билан аниқланадиган катталикка *сирт таранглик* дейилади:

$$\delta = A/S. \quad (9.21)$$

Суюқликларнинг турғун мувозанатда бўлиш шarti сирт қатламининг минимал энергияга эга бўлишидир, шу сабабли ташқи таъсир кучлари бўлмаганда ёки вазнсизлик ҳолатида мазкур ҳажмдаги суюқлик минимал сирт юзини олишга ҳаракат қилиб, шар шаклини эгаллайди.

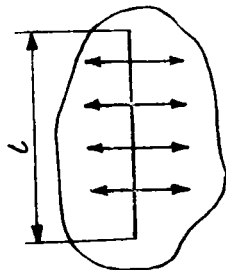
Сирт таранглик фақат энергетик нуқтаи назардан аниқланмайди. Суюқликлар сирт юзаларининг қисқаришга ҳаракат қилиши бу сирт қатламда шу сиртга уринма бўлиб йўналган куч-сирт таранглик кучлари мавжудлигини кўрсатади. Агар суюқлик сиртида бирор l узунликда кесма таппаб олсак (9.8-расм), унда бу сирт кучларини шу кесмага перпендикуляр йўналган стрелкалар ёрдамида ифодалаш мумкин.

Сирт таранглик кучининг шу кучлар таъсир этаётган кесма узунлигига нисбати сирт таранглигига тенг:

$$\sigma = F/l. \quad (9.22)$$

Мақтаб физика курсидан маълумки, иккала (9.21) ва (9.22) таърифлар айнан бир хилдир. Баъзи суюқликлар сирт таранглигининг 20°C ҳароратдаги қийматларини келтирамыз (12-жадвал).

Сирт таранглиги ҳароратга боғлиқ. Критик ҳароратдан узоқда, унинг қиймати ҳарорат ортиши билан чизиқли равишда камайиб бора-



9.8-расм.

	σ , Н/м		σ , Н/м
Сув	0,0725	Симоб	0,47
Ўт	0,048	Спирт	0,022
Сут	0,05	Қон зардобн	0,06
Сийдик	0,066	Эфир	0,017

ди. Сирт таранглик кучининг камайиши суюқликка сирт қатлами энергиясини камайтирувчи сирт актив моддалар қўшиш билан амалга оширилади.

9.8-§. ҲЎЛЛАШ ВА ҲЎЛЛАМАСЛИК КАПИЛЛЯР ҲОДИСАЛАР

Турли хил муҳитларнинг бир-бирига тегиб турши чегарасида *ҳўллаш* ва *ҳўлламаслик ҳодисаси* кузатилиши мумкин.

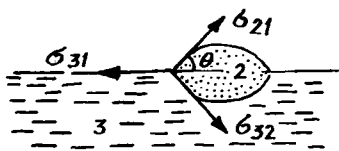
Суюқлик томчисининг у билан аралашмайдиган суюқлик сиртида (9.9-расм) ва томчининг қаттиқ жисм сиртида ўзини қандай тутишини кўриб ўтайлик (9.10 ва 9.11-расм). Ҳар икки муҳитнинг ажралиб туриш чегарасида (1 ва 3.2 ва 1,3 ва 2) сирт таранглик кучлари таъсир этади. Агар бу кучларни томчи айланаси узунлигига бўлсак мос ҳолда δ_{13} , δ_{21} , δ_{32} ни ҳосил қиламиз.

Ҳўлланивчи сирт билан суюқлик сиртига ўтказилган уринма орасидаги Θ бурчак *чегаравий (четки) бурчак* дейилади.

Ҳўллаш ўлчови сифатида қуйидаги катталиқ қабул қилинади:

$$\cos\Theta = (\delta_{32} - \delta_{13}) / \delta_{21}, \quad (9.23)$$

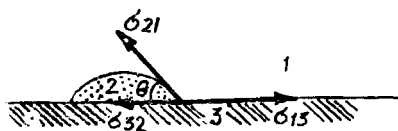
Агар $\delta_{32} > \delta_{13}$ бўлса (9.10-расм), яъни суюқлик ва қаттиқ жисм молекулалари орасидаги ўзаро таъсир кучлари қаттиқ жисм ва газ молекулаларининг ўзаро таъсир кучларига нисбатан катта бўлса, унда $\Theta < \pi/2$ ва суюқлик қаттиқ жисм сиртини ҳўллайди ва бу ҳолда қаттиқ жисмнинг сирти *гидрофилли* дейилади. Агар $\delta_{32} < \delta_{13}$ бўлса (9.11-расм), унда $\Theta > \pi/2$, суюқлик жисм сиртини ҳўлламайди, бу ҳолда жисм сиртини *гидрофобли* деб айтилади. Ҳўлламайдиган суюқлик қаттиқ жисмдаги жуда кичик тешикларидан оқиб ўтолмайди. $\delta_{32} - \delta_{13} = \delta_{21}$ бўлганда молекулаларо ўзаро таъсирлар бир-бирини тўла компенсациялайди ($\Theta \rightarrow 0$). Бу ҳолда мувозанат юзага келаолмайди ва томчи қаттиқ жисм сирти бўйлаб унинг бутун сиртини қоплагунча ёки мономолекуляр қатлам ҳосил қилгунча ёйилиб боради. Бу ҳол *идеал ҳўллаш* дейилади. Бундай ҳўл-



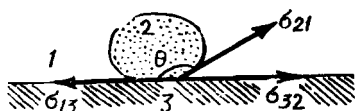
9.9-расм.

ловчи суюқликларга яқинроқ бўлган спирт ёки сувнинг тоза ойна сиртида ёйилиши, нефтнинг сув сиртида ёйилишларини ва ҳоказоларни мисол қилиб олиш мумкин.

Сирт таранглик кучлари таъсирида суюқлик сирти эгриланган бўлиб, бу сирт ташқи босимга нисбатан яна қў-



9.10-расм.



9.11-расм.

шмча Δp босим беради. Сиртқи қатлам эластик қатламга, масалан, резина плёнкага ўхшайди. Эгриланган сиртнинг сирт тараңглик кучларининг натижаловчиси ботиқлик томон (эгрилик марказига) йўналган. Эгрилик радиуси r бўлган сферик сирт ҳамда қўшимча босим қуйидаги формуладан тошлади:

$$\Delta p = 2\delta / r. \quad (9.24)$$

Сууюқликнинг ингичка най (капилляр) девор сиртини ҳўллаш ва ҳўлламаслигига қараб турлича кўринишда эгриланган сиртлар (менисклар) ҳосил бўлади. Хўллашда капиллярда ботиқ мениск ҳосил бўлади (9.12-расм). Юқорида айтилганидек, босим кучлари сууюқлик сиртидан ташқи томонга, яъни юқорига йўналган бўлиб, бу куч таъсирида сууюқлик капилляр най бўйлаб юқорига кўтарилади. Бу кўтарилиш h бадандликдаги сууюқлик устуни ҳосил қилган босим ρgh қўшимча босим Δp билан мувозанатлашганда юз беради.

9.12-расмдан $r = R / \cos \theta$ экани кўриниб турибди, бу ерда R — капилляр радиуси. Шу сабабли [(9.24) га қаранг].

$$\Delta p = 2\delta \cos \theta / R \quad (9.25)$$

ни ҳосил қиламиз. У ҳолда

$$\rho gh = 2\delta \cos \theta / (R \rho g),$$

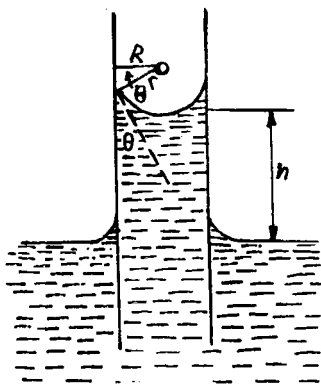
бу ердан сууюқликнинг капилляр бўйлаб кўтарилиш баландлиги

$$h = 2\delta \cos \theta / (R \rho g)$$

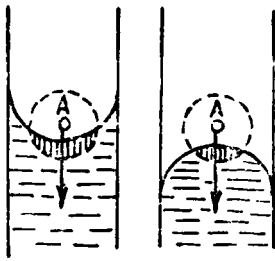
бўлиб, сууюқликнинг хоссаларига, капиллярнинг қандай моддадан ясалганига ва капиллярнинг радиусига боғлиқ.

Агар сууюқлик капилляр деворини ҳўлламас ва $\cos \theta < 0$ ва (9.26) формула сууюқликнинг капиллярда идишдаги сууюқлик сиртига нисбатан қанчалик пастга тушганини кўрсатади.

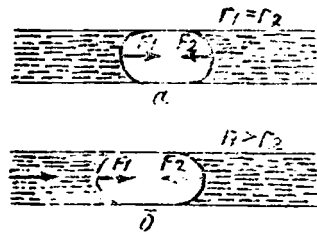
Капилляр ҳодисалар буғларнинг конденсацияланиши, сууюқликларнинг қайнаши, кристалланиш шароитлари ва ҳоказоларни белгилайди. Масалан, сууюқликнинг ботиқ мениски устидаги буғ молеку-



9.12-расм.



9.13-расм.



9.14-расм.

ласига (9.13-расмдаги A нуқта) қабариқ мениск устидаги молекулага қараганда суюқликнинг кўпроқ молекулалари катта куч билан таъсир кўрсатади. 9.13-расмда молекулаларнинг таъсир қилиш сфераси шартли равишда пунктир чизик билан, молекулаларни танланган буғ молекулаларини тортувчи суюқлик ҳажмлари штрих чизик билан кўрсатилган. Бунинг оқибатида ингичка ҳўлланувчи найларда нисбатан кичик намликларда ҳам капилляр конденсация юз беради. Шу туфайли ғовак моддалар буғ таркибидаги деярли кўп миқдордаги сувни ушлаб қолади, бу эса зах уйларда ич кийимларнинг, пахтанинг намланишига олиб келади, гигроскопик жисмларнинг эса қуритилишини қийинлаштиради, тупроқда намликни сақлашга имконият яратади ва ҳоказо. Ҳўлламайдиган суюқликларда эса аксинча, ғовак жисмларга суюқлик ўта олмайди. Масалан, ёғ билан мойланган қуш патларининг сув юқтирмаслиги шунга асосланган.

Суюқликли капилляр найда ҳаво пуфакчаларининг ҳолатининг кўриб чиқайлик. Агар ҳаво пуфакчасининг турли томонида суюқлик бир хилда таъсир кўрсатаётган бўлса, ҳаво пуфакчаси иккала томони ҳам бир хил эгрилик радиусига эга бўлади (9.14-а расм). Агар пуфакчага томонлардан бири ортиқроқ босим билан таъсир этса, масалан, суюқлик ҳаракатида менисклар деформацияланади ва уларнинг эгрилик радиуслари ўзгаради (9.14-б расм), ҳаво пуфакчасининг турли томонидаги қўшимча Δp босим эса бир-биридан фарқ қилади. Бу ҳол ҳаво пуфакчалари томонидан суюқликка шундай куч таъсир этиши натижасида суюқликни капилляр найдаги ҳаракат тезлиги камайди ёки бутунлай тўхтаб қолади.

Бундай ҳодисалар одамнинг қон айланиш системасида ҳам юз бериши мумкин.

Қонга кириб қолган ҳаво пуфакчалари кичик қон томирларини тўсиб қолиши ва бирорта органининг қон билан таъминланшидан маҳрум этиши мумкин. Газ эмболияси деб аталадиган бу ҳодиса напжада жиддий функционал шикастланишга ёки ҳатто летал (ўлим)га олиб келиши мумкин. Газ эмболияси йирик веналар жароҳатланганда ҳосил бўлиши мумкин; бунда қон оқимига кириб қолган ҳаво пуфакчаси қоннинг ҳаракатланишига тўсқинлик қилади. Вена томирлари ичига турли хил дориворлар қуйишда ҳаво пуфакчалари кириб қолмаслиги лозим.

Гаввослар жуда катта чуқурликдаги сув остидан тезлик билан сув сатҳига чиқарилганда уларнинг қонидан газ ажралиб чиқиб, пуфакчалар пайдо бўлиши, учувчиларда ва космонавтларда жуда юқори баландликларда кабиналари ва скафандраларининг герметиклиги ишдан чиқишида газ эмболияси юз бериши мумкин. Бу ҳол қон таркибидаги суялтирилган газларнинг, атрофдаги атмосфера босимининг кескин камайиши туфайли эркин ҳолга, яъни газ ҳолатига ўтишидир. Қон таркибидаги газлар босимининг асосий қисмини азот ташкил этганлиги туфайли босимининг кескин камайишида газ пуфакчаларининг қонда пайдо бўлишида ҳам азот етакчи ролни ўйнайди, чунки у организм ва уни ўраб олган ҳаво билан газ алмашишуви жараёнида иштирок этмайди.

Унинчи боб

Қаттиқ жисмлар ва биологик тўқималарнинг механик хоссалари



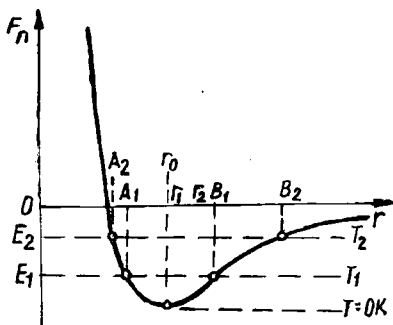
Қаттиқ жисмнинг ўзига хос аломатларидан бири ўз шаклини сақлаб қолишидир. Қаттиқ жисмларни кристалл ва аморф жисмларга ажратиб мумкин. Бу бобда ҳам, 9-бобдагидек кўриладиган материаллар реология ва биоресологияга тегншлидир.

10.1-§. КРИСТАЛЛ ВА АМОРФ ЖИСМЛАР. ПОЛИМЕРЛАР

Кристалл ҳолатнинг фарқли аломати *анизотропиядир*, яъни физик (механик, иссиқлик, электрик, оптик) хоссаларнинг йўналишга боғлиқ бўлишидир.

Кристаллар анизотропиясининг сабаби уларни ташкил этган атом ва молекулаларнинг тартибли жойлашишидан лборат бўлиб айрим монокристалларнинг ташқи кўриниши мунтазам геометрик шаклда бўлишида намоён бўлади. Бироқ, одатда, кристалл жисмлар поликристаллари бир-биридан билан тутшиб, тартибсиз жойлашган айрим кичкина кристалчалар (кристаллитлар) шаклида учрайди. Бу ҳолда анизотропия кристаллитлар чегарасидагина кузатилади.

Кристалл атомлари ва молекулаларининг тартибли жойлашиши-



10.1-расм.

сидаги ўзаро таъсир кучлари асосан Кулон кучларидир. Бундай кристалл умуман бир бутун молекула сифатида қаралади. Атом кристалл панжараси тугунлари нейтрал атомлар билан банд бўлиб, улар орасида ковалент боғланишли таъсирлар мавжуд. Металл панжаранинг барча тугунларида металлниг мусбат ионлари жойлашган. Улар орасида электронлар хаотик ҳаракатланади. Ионлар ва электронлар системаси металл боғланишни ҳосил қилади. Молекуляр кристаллнинг кристалл панжараси тугунларида маълум бир йўналишда ориентацияланиб, ўз ўринларида молекулараро ўзаро таъсир туфайли ушланиб турувчи молекулалар жойлашган.

Энергетик нуқтаи назардан қаралганда идеал кристалл идеал газга қарама-қаршидир. Идеал газлар ўзаро таъсир энергиясининг абсолют қиймати молекулалар тартибсиз иссиқлик ҳаракатининг ўртача энергияси kT дан анча камдир. Аксинча, кристаллда катта ўзаро таъсир кучлари туфайли ўзаро таъсир энергиясининг абсолют қиймати kT дан катта. Шу сабабли иссиқлик ҳаракат кристалларда заррачалар орасидаги боғланишларни узиб юбора олмайди, бунинг натижасида заррачалар мувозанат вазияти атрофида фақат оз миқдорда тебранма ҳаракат қилади.

Кристалл ичидаги ҳар қандай турдаги заррачаларнинг бир-бири билан ўзаро таъсир потенциал E_n энергиясининг улар орасидаги масофа r га боғланиши орқали ифодаланади (10.1-расм). Эгри чизиқ минимумга нисбатан симметрик эмас. Ўзаро таъсирлашувчи заррачалар орасидаги r_0 масофа $T=0^\circ\text{K}$ бўлганда потенциал энергиянинг минимумига мос келади. Айтайлик, T_1 ҳароратда кинетик ва потенциал энергиялар йиғиндисини E_1 бўлсин. Бу заррачанинг A_1 ва B_1 нуқталар орасида тебранаётганини кўрсатади. Икки заррача орасидаги ўртача масофа $r_1 = (|OA_1| + |OB_1|)/2$. Агар $T_2 > T_1$ бўлганда заррачанинг энергияси $E_2 > E_1$ бўлиб, A_2 ва B_2 орасида тебранади. Заррачалар орасидаги ўртача масофа $r_2 = (|OA_2| + |OB_2|)/2$ потенциал энергия ўзгаришини кўрсатувчи эгри чизиқ носимметрик бўлгани учун заррачалар орасидаги ўртача масофа ҳарорат ортини билан ортиб боради: $OK < T_1 < T_2 < T_3 \dots$ бўлганда $r_0 < r_1 < r_2 < r_3$, яъни жисмларнинг иссиқликдан кенгайишига сабаб бўлади.

лари кристалл (фазовий) панжарани ташкил этиб, гемометрик мунтазам структураларнинг тугунларида жойлашишлари билан тушунтирилади.

Панжара тугунларида турган заррачаларнинг табиати ва ўзаро таъсир кучларининг характериға қараб кристалл панжараси бир-биридан фарқ қилувчи тўрт хил турга ажратиш мумкин: *ионли, атомли, металл* ва *молекуляр панжаралар*.

Ионли кристаллнинг кристалл панжараси тугунларида турли хил ишорали ионлар туради. Улар орасида

Аморф жисмларнинг асосий макроскопик хусусияти улар хоссаларининг табиий изотропиясида ва жисмларнинг ички тузилишига кўра муайян аниқ эриш нуқтасининг йўқлигидадир.

Аморф ҳолда бўлган жисмлар ички тузилишларидаги энг муҳим бўлган хусусият кристалл ҳолат учун хос бўлган узоқ тартибнинг йўқлиги, яъни бутун жисм бўйича атом ва атомлар группасининг барча йўналишларидаги жойлашишларида жиддий такрорланишнинг йўқлигидир.

Шу билан бирга аморф ҳолдаги моддаларда яқин тартиб, яъни ёндош заррачалар жойлашишида муайян тартиб мавжуддир. Масофа ортиши билан бу тартиб камайиб боради. Аморф жисмлар ички тузилишларида заррачалар кам тартибли бўлгани сабабли бир хил шароитларда кристалларга қараганда катта солиштрма ҳажмга, энтропияга ва ички энергияга эга бўлади.

Бу жисмларнинг кичик босимлар ва юқори температураларда етарлича мувозанатли ҳолатни юзага келтирилиши заррачаларнинг маълум бир вазиятда жойлашишига ва улар орасидаги масофаларга боғлиқ. Юқорида айтилганларга асосан аморф жисмлар кўрсатилган ётган ташқи таъсирларнинг тезлигига қараб эластик ёки оқувчан бўлиб қолиши мумкин. Масалан, қора қум парчаси идиш ичига қўйилса, узоқ вақтдан сўнг у идиш шаклини эгаллайди, яъни оқувчанлик хоссасини намоён қилади. Агар шу қора қум парчаси болга билан урилса, худди мўрт жисм каби парчаланиб кетади.

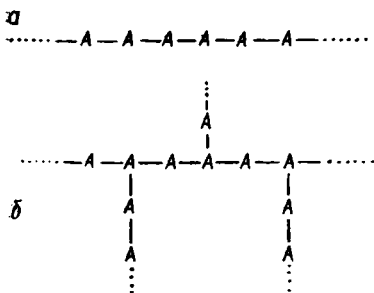
Аморфлик ҳолати химиявий табати турлича бўлган моддаларга хосдир. Моддалар кичик босим ва юқори ҳароратли ҳолатларда етарлича ҳаракатчандир; паст молекуляр моддалар суюқ ҳолда, юқори молекуляр ҳолатда эса юқори эластиклик ҳолатида бўлади. Ҳароратнинг пасайиши ва босимнинг ошуви аморф жисмларнинг ҳаракатчанлигини камайтиради ва уларнинг ҳаммаси қаттиқ жисм бўлиб қолади. Қаттиқ аморф ҳолатни бошқача шишасимон ҳолат деб ҳам айтилади.

Молекулалари кўп миқдордаги атомлардан ёки атом группаларидан тузилган ва химиявий боғланишлар билан бирлаштирилган узун занжир кўринишидаги моддалар *полимерлар* дейилади. Полимерларнинг химиявий тузилишларининг ўзига хос хусусиятлари уларнинг махсус физик хоссаларини юзага келтиради.

Полимерлар паст молекулали моддалардан ўзининг механик хоссалари билан кескин фарқ қилади. Маълумки, қаттиқ жисмларнинг жуда кичик қайтувчан деформацияларида катта мустаҳкамлик характерли. Суюқликлар жуда кичик мустаҳкамликка эга бўлсада, чегараланмаган деформацияланиш хоссасига эга. Полимерлар-механик хоссалари жиҳатидан қаттиқ жисм ва суюқликлар хоссаларининг бирлашмасидан ташкил тошган материаллар: улар етарлича мустаҳкам ва шу билан бирга етарлича катта қайтувчан деформацияланиш қобилиятига эга.

Деярли барча жонзотдан ва ўсимликлардан олинган материаллар, масалан, жун, мугуз, соч, ипак, пахта, табиий каучук ва бошқалар, шунингдек турли генетик материаллар-синтетик каучук, пластмассалар, тола ва бошқалар ҳам полимер материаллар ҳисобланади.

Кўччилик табиий полимер материаллар оқсил моддалардир. Содда оқсиллар-албумин, глабулин; мураккаб оқсиллар-казеин, кератин ва коллагенлар. Агар-агар таркибида 85%гача углеводлар асосан полисахаридлар мавжуд бўлиб, улар ҳам полимерлар ҳисобланади.



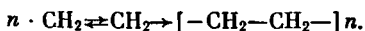
10.2-расм.

Полимерлар механик хоссалари билан бирга яна бошқа махсус хоссаларга ҳам эгадир. Масалан, уларнинг эритмалари катта қовушоқликка эга. Эритма устидаги эритувчи буғининг эластиклиги жуда кичик, аммо осмотик босими эса идеал эритмаларникига қараганда каттадир. Полимерлар сувоқликларда жуда шишиб кетиш қобилиятига эгадир.

Полимер молекулаларининг узун занжирсимон жойлашиши плёнка ва толаларнинг ҳосил бўлишига имкон беради.

Ҳозирги пайтда полимерлардан кенг суръатда диэлектриклар сифатида фойдаланилмоқда.

Этилен молекулаларининг бирикмасидан ҳосил бўладиган мономер звеноларининг жуда кўп мартаба такрорланишларидан иборат макромолекулалар ёки полимерлар занжири, органик полимерларнинг оддий тури полиэтилендир:



Полиэтилен — чизиқли полимерлар вакилидир. Чизиқли полимер деб макромолекулалари узун бир ўлчовли занжирлардан тузилган полимерларга айтилади (10.2-а расм, А — маномер звеноси). Тармоқланган полимер асосий занжирлардан ташқи ён шоҳларга — ён занжирларга эга (10.2-б расм).

Бир-бирлари билан фазовий тўр ҳосил қилиб бирлашган узун занжирлардан иборат полимерлар тўрсимон ёки *фазовий* бўлиб, бир хил полимерлардан тузилгани эса *гомополимер*дир. Занжирлари ҳар хил маномер ҳалқалардан тузилган полимер бирикмалари эса *гетерополимер* деб ҳисобланади.

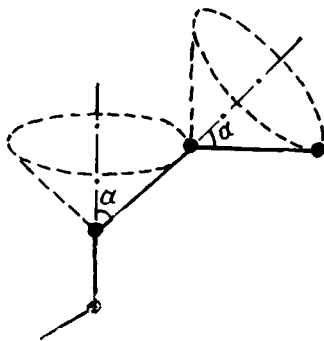
Полимер макромолекуласи қаттиқ бўлмайди. Иссиқлик ҳаракати таъсирида ёки ташқи майдон таъсирида унинг ташқи кўриниши ўзгариши мумкин. Бу ўзгаришлар *конформацион айланишлар* дейилади.

Эркин бўғимланган занжир (10.3-расм) жуда эластик бўлади. Бундай занжирда валентли боғланишлар орасидаги бурчаклар аниқланган эмас ва улар атрофидаги айланишлар эркин бўлади. Реал полимерлар занжирида валентли бурчаклар α маълум қийматга эга бўлади (10.4-расм). Бу эса занжирдаги бир бўғин вазиятининг ундан олдинги бўғин вазиятига боғлиқлигига олиб келади. Бундай занжир эркин бўғимланганига қараганда кам сонли конформацияни қабул қилади, лекин катта эгилувчанлик қобилиятига эга.

Макромолекулалар ҳалқаларнинг иссиқлик ҳаракати туфайли хилма-хил

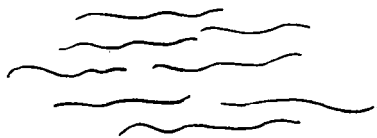


10.3-расм.



10.4-расм.

конформацияларни эгаллайди. Бир томонидан уларнинг охиригиси четга қаттиқ тўғри таёқча бўлиб, иккинчи томондан дум-думалоқ бўлиб олган (глобула) эластик занжирдир.



10.5-расм.

Макромолекулалар юз миллионлаб ва ҳатто миллиардлаб нисбий моляр массага эга бўлиб, жуда катта ўлчамларга эга бўлиши мумкин. Полимерлар ўлчами жуда катта бўлгани туфайли уларнинг қайнаш ҳарорати ҳаддан ташқари юқори бўлади (катта ўлчамли молекулаларни бузгангирш учун катта энергия талаб қилинади). Бундан ҳамма полимерларда ажралиш ҳарорати қайнаш ҳароратидан паст бўлиб, уларда газ ҳолатда бўлиш юз беради.

Демак, полимерлар конденсацияланган ҳолатда: суяқ ёки қаттиқ ҳолатда бўлади. Қаттиқ полимерлар орасида *аморф* ва *кристалл полимерларни* фарқ қилиш лозим бўлади.

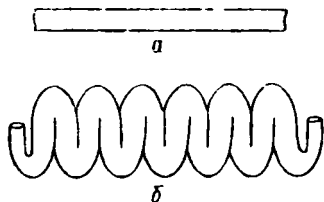
Аморф полимер юқори эластиклик ҳолатида кучли деформацияланиш хоссасига (1000%гача) эга бўлиб, унинг деформацияланишида қайтмас оқим мавжуд бўлмай, қайтувчанлик мавжуддир. Шу маънода ўтаэластик ҳолат суяқлик ва қаттиқ ҳолат орасидаги оралиқ ҳолатдир. Юқори эластиклик ҳолати полимер макромолекулаларининг эгилувчанлиги туфайли юз беради.

Полимерларнинг ҳамма ҳолатларида макромолекулалари озми-кўпми тартибли ҳолатда жойлашганиги сабабли молекуляр структурага қараганда юқори структурали ҳолатга олиб келади. Полимерларни вафақат кристалл ҳолатда, балки аморф ҳолатда ҳам жуда кўп хилма-хил юқори молекуляр структуралар орқали характерланиши бизга маълум. Бундай структураларнинг бирламчи элементлари глобулаларга йиғилган ёки чизикли макромолекулалардек чўзилиб кетган полимер молекулаларидир. Глобулалар бир-бири билан контактлашганда жуда кўп, айрим ҳолларда 1000 тагача бўлган глобуляр структуралар ҳосил бўлиши мумкин. Ёниқ макромолекулаларнинг контактлашувида чўзинчоқ пачкалар (10.5-расм) пайдо бўлиб, бир жойда ёйиб бўлувчи, бошқа жойда эса пайдо бўлувчи ва шу билан бирга узоқ муддат яшовчи флюктуацион табиатга эга.

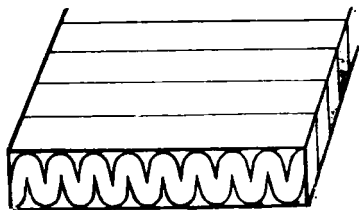
Энг содда полимер пачкалари юқори молекуляр структуралари занжири; кристалл бўлмаган ва кристалл полимерларда ҳам ҳосил бўлади. Кристалланишида пачкалар «лента» шаклида бўлиб йиғилади. 10.6-а расмда тўғриланган ҳолда тасвирланган, 10.6-б расмда эса пачкалар «лента» шаклида тўпланган. Сирт таранглигини камайтиришга интилиши эса ленталарни пластинкалардан иборат қатламларга тўпланишига (10.7-расм) сферолитлар (10.8-расм) ёки якка кристаллар ҳосил бўлишига олиб келади (10.9-расмда тамаки никроз вирусининг якка кристалли берилган).

Юқори молекуляр структураларни академик В. А. Каргин тўртта асосий турга ажратган: *глобуляр структура* (якка молекулалар ёки молекуляр группалари йиғилган), *полосали структура* (юқори эластик ҳолатдаги барча полимерлар структураси), *фибрилляр структура* (чизикли пачкалар ёки уларнинг чўзинчоқ шаклини сақловчи тўпламлари), *йирик структура* (сферолитлар, якка кристаллар ва ҳоказо).

Юқори молекуляр структураларнинг ўлчами ва шакли полимерларнинг



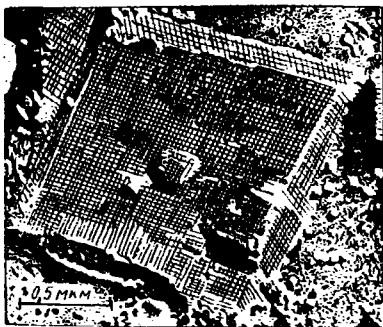
10.6-расм.



10.7-расм.



10.8-расм.



10.9-расм.

мустаҳкамлигига катта таъсир кўрсатади. Масалан, кичик сферолитли нусхалар катта мустаҳкамликка ва яхши эластиклик хусусиятига эга бўлиб, йирик сферолитли нусхалар эса мўртлик билан бузилиб кетади.

Юқорида айтилганлардан кўрииб турибдики, полимерлар жуда қимматли физик-химиявий хоссалар тўпламига эга экан, уларнинг бундай хоссаларидан фан ва техниканинг турли соҳаларида, жумладан, тиббиёт мақсадларида ҳам кенг қўлланилади.

Полимерлардан полиэтилен, поливинилхлорид ва бошқалар босим остида яхши ишлов берилади, шунинг учун улардан ҳар хил медицина асбоблари ва мосламалари ясалади. Тефлон, капрон ва лавсан, милар, силастик полимер юқори химиявий чидамликка эга, шу сабабли уларни организмнинг ички қисмлари протезларини (қон томирлар, юрак клапанлари, пайлар, кўзга ёпишувчи линзалар ва ҳ. к.) ясашда фойдаланилади. Поливинилпирролидон эритмаси — қон плазмаси ўрнини босади.

Ҳозирги пайтда сунъий буиракда ичида целлофандан ясалган мембраналар қўлланилади. Бундай мембраналар оқсил ва қон мембранаси ҳужайра-сп элементларини ушлаб қолади. Кислород ва углевод (II) оксидига нисбатан жуда яхши ўтказувчанлик қобилиятига эга бўлган силикон мембранали сунъий ўпкалар яшаш борасида синов ишлари ўтказилмоқда.

Тиббиёт мақсадлари учун тўқима елимлари катта қизиқиш уйғотади, масалан, плёнка шаклида тез полимерланувчи алкил — α — дианокрилатлар, n — бутил — α — дианокрилат кабилар медицина учун жуда катта қизиқишга эга, улардан яраларни чок қўймасдан бекитишда фойдаланилади.

Юқори молекуляр бирикмаларга яна биополимерлар ҳам киряди; биополимерлар барча йирик организмлар структурасининг асосини ташкил этиб, уларнинг ҳаётинг фаолиятларида муҳим аҳамиятга эга. Булар оқсиллар, нуклеин кислоталари, полисахаридлар, гликопротеидлар, липопротсизлар, гликолипидлар ва бошқалар.

10.2-§. СУЮҚ КРИСТАЛЛАР

Ҳам суюқликлар, ҳам кристаллар хоссасига эга бўлган моддаларга суюқ кристаллар деб айтилади.

Бу моддалар ўзининг механик хоссаларини жиҳатидан суюқликларга ўхшайди, яъни улар оқувчандир. Оптик хоссаларини жиҳатидан суюқ кристаллар ўзини анизотроп кристаллар каби намоён қилади, яъни қутбланиш текислигини айлантиради, нурларни икки марта синдира олади ва ҳоказо. Кўпинча модданинг суюқ кристалл ҳолати муайян аниқ бирор температура оралиғида намоён бўлади, бундан юқори температурада у суюқ аморф ҳолатда, паст температурада эса қаттиқ кристалл ҳолатда бўлади.

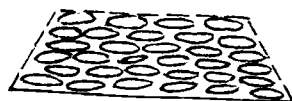
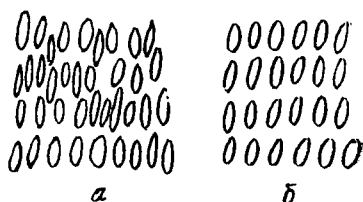
Суюқ кристаллнинг бундай иккиланган хоссага эга бўлиши унинг ички тузилиши билан боғлиқ. Уларда молекулаларнинг жойлашишлари аморф ҳолат билан қаттиқ кристалл ҳолатларнинг оралиғидаги молекулалар тузилишга эга. Аморф ҳолатда молекулалар жойлашишида узоқ тартиб батамом йўқ бўлиб, қаттиқ кристалл ҳолатда молекулалар марказларининг жойлашишида узоқ тартиб бор бўлганидек, молекулалар ориентациясида ҳам тартибланиш мавжуддир. Молекулалари ўзинчоқ таёқчалар ёки чўзилган пластинкаларга ўхшаш шаклларга эга бўлган моддаларда суюқ кристаллик ҳолат кузатилади. Молекулаларнинг бундай шакли уларнинг тартибли жойлашишига имконият яратади.

Молекулалар тартибли жойлашишларига қараб суюқ кристалларни *нематик* ва *смектик* суюқ кристалларга ажратилади. Нематик суюқ кристалларда молекулалар параллел ориентацияланган бўлади (10.10-а расм), ammo уларнинг марказлари тартибсиз жойлашган. Смектик кристалларда молекулалари тартибли жойлашган параллел қатламлардан иборат (10.10-б расм)*.

Холестерик турдаги кристаллар асосий турдаги кристалларни ташкил этади. Бундай кристалларда молекулалар смектик кристаллардагига ўхшаб қатламларда тўпланган. Ammo ҳар бир қатлам ичида молекула ўқларининг параллел жойлашиши нематик ҳолатни эслатади (10.10-в расм). Қатламлар орасида ҳам тартибли жойлашиш мавжуд: бир қатламдан қўшни қатламга ўтганда қўшни қатлам умумий ориентацияси ўзидан олдинги қатламнинг ориентациясига нисбатан унча катта бўлмаган бурчакка ўзгаради (молекулалар структурасининг винтга ўхшаб буралиши кўзга ташланади).

Холестерик суюқ кристалларнинг молекуляр структураси ҳар қандай ташқи кичик таъсирларга жуда сезгирдир. Жуда кичик галаёнлар ҳам жуда кучсиз бўлган молекулалар орасидаги боғланишларни бузиб юборади, бу эса оптик хоссаларни сезиларли даражада ўзгартиради. Масалан, ҳароратнинг ўзгариши кристалл рангининг ўзгаришига катта таъсир кўрсатади, у ҳароратга боғлиқ ҳолатда ўз рангини бинафшадан қизилгача ўзгартириши мумкин. Суюқ кристалларнинг бундай хоссаларидан жисмнинг турли қисмларидаги ҳарорати ўзгаришларини ўлчашда фойдаланилади.

* Уларнинг тузилиши холестеринли бирикмаларга хосдир.



10.10-расм.

Тиббиётда кристалларнинг бу хоссасидан атроф муҳитга бошқа-ча иссиқ беришига нисбатан қараб веналарнинг, артерияларнинг ва бошқа ўсмаларнинг жойлашишларини аниқлашга имкон беради. Суюқ кристалл жисмлар ҳарорат ўзгаришини сезувчи сигналли қурилмаларда ҳам фойдаланилади.

Суюқ кристалларнинг молекуляр тузилиши ва уларнинг оптик хоссалари баъзи химиявий моддаларнинг жуда оз миқдордаги бўғ-лари иштирокида ҳам ўзгаради. Бу суюқ кристаллардан химиявий моддаларнинг турли хил моддалар таркибиде мавжудлигини аниқ-лашга имкон беради.

Суюқ кристаллар оптик хоссаларининг электр майдони таъсири-да ўзгаришидан уларни турли хил асбобларда ва соатларда рақам-ли индикатор сифатида фойдаланилади.

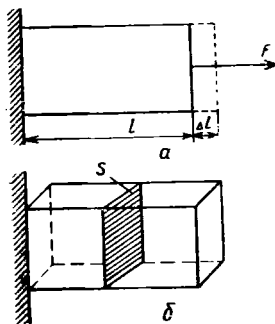
Тирик организмларда суюқ кристалларни тадқиқ қилиш жуда катта, кам ўрганилган, лекин келажаги жуда порлоқ соҳадир.

10.3-§. ҚАТТИҚ ЖИСМЛАРНИНГ МЕХАНИК ХОССАЛАРИ

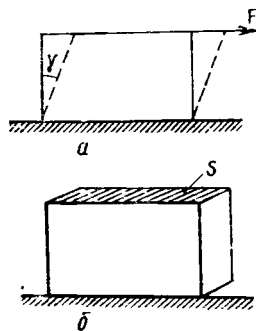
Жисм нуқталари вазиятларининг ўзаро бир-бирига нисбатан ўзгариши туфайли унинг ўлчамлари ва шаклининг ўзгаришига *деформация* дейилади. Деформация ташқи таъсирлар (механик, электр, магнит ёки жисм ҳароратининг ўзгариши) туфайли юз беради. Бу ерда жисмга ташқи куч таъсир этганда вужудда келадиган деформация кўриб ўтилади.

Агар куч таъсири тўхтагандан сўнг қаттиқ жисмда қолдиқ деформация қолмаса, бу *эластик деформация* дейилади, агар ташқи кучлар таъсири тўхтагандан сўнг ҳам деформация сақланса, у ҳолда бу деформация *пластик деформация* дейилади. Жисмда қис-ман деформация сақланган ҳолдаги оралиқ ҳолат *эластик—пла-стик деформация* дейилади.

Деформациянинг энг оддий тури *чўзилиш (сиқилиш) деформа-циясидир*. Бундай деформация стерженда унинг ўқи бўйлаб йўнал-ган куч таъсирида юз беради (10.11-а, б расм). Агар l узунликда-ги стержен Δl га узайса, унда $\epsilon = \Delta l/l$ чўзилиш деформациясининг ўлчови бўлиб, нисбий узайиш деб айтилади.



10.11-расм.



10.12-расм.

Деформациянинг яна бошқа бир тури *силжиш деформацияси*-дир (10.12-а, б расм). Тўғри бурчакли параллелепипеднинг ёқларидан бирига уринма бўйлаб йўналган куч уни қийшиқ бурчакли параллелепипедга айлантириб деформациялайди (расмдаги штрих чизиқларга қаранг). γ бурчак силжиш бурчаги, $tg\gamma$ — нисбий силжиш бурчаги дейилади. Одатда γ бурчак жуда кичик бўлгани сабабли, $tg\gamma = \gamma$ деб ҳисоблаш мумкин.

Жисмга ташқи деформацияловчи куч таъсир этганда атомлар (ионлар) орасидаги масофа ўзгаради. Бу эса атомларни (ионларни) ўзининг дастлабки вазиятига қайтаришга интилувчи ички кучларни юзага келтиради. Бу кучларнинг ўлчови механик кучланиш (ёки оддийгина кучланиш) дейилади.

Кучланиш бевосита ўлчанмайди. Ҳатор ҳолларда уни жисмга таъсир этувчи ташқи кучлар орқали ҳисоблаш мумкин. Кучланишни билвосита айрим физик эффектлар ёрдамида аниқлаш мумкин (масалан, 25.5-§ га қаранг).

Чўзилиш деформациясига нисбатан қўлланилганда δ кучланишни таъсир қилаётган кучнинг шу стержень кўндаланг кесимига нисбати сифатида ифодалаш мумкин (10.11-б расм):

$$\delta = F/S.$$

Силжиш деформацияси учун τ таъсир қилаётган кучнинг кучланиши шу куч уринма бўлиб йўналган ёқнинг юзига нисбати орқали ифодаланади (10.12-б расм). Бу ҳолда τ уринма кучланиш дейилади:

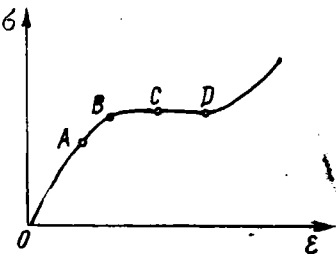
$$\tau = F/S.$$

Жуда кичик эластик деформациялар Гук қонунига бўйсунди, бу қонунга биноан кучланиш деформацияга пропорционалдир. Юқорида кўрилган икки ҳол учун (чўзилиш, сиқилиш) бу аналитик кўринишда қуйидагича ёзилади:

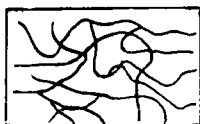
$$\delta = E\varepsilon \text{ ва } \tau = G\gamma. \quad (10.1)$$

бу ерда E — Юнг модули, G — силжиш модули.

Чўзилишнинг тажрибадан олинган эгри чизиги 10.13-расмда берилган. OA оралиқ эластик деформацияга мос келади. B -эластиклик чегараси бўлиб, шундай максимал кучланишни характерлайдики, бунда ташқи куч таъсири олингандан сўнг жисмда қолдиқ деформация қолмасдан, у яна ўз шаклини тўла тиклай олади. Чўзилиш эгри чизигидаги CD горизонтал оралиқ кучланишнинг оқувчанлик чегарасига мос келади, яъни шу оралиқдан бошлаб кучланиш ошмасада, деформация ошиб боради. Ниҳоят, жисмнинг бузилиши (узилиши) олдидан жисмга қу-



10.13-расм.



10.14-расм.

жуда катта ва ирриципнал фарқ юбор, масалан: пўлат-мустаҳкамлик чегарасида 0,3% га чўзилгандаёқ узилади, юмшоқ резиналарни эса 300% га чўзиш мумкин. Бундай фарқ сифат томонидан юқори молекуляр боғланишлар эластиклиги механизми билан боғлиқ.

Айтиб ўтилгандек, қаттиқ кристалл жисмларнинг деформациялари, масалан, пўлатда эластиклик кучи тўла равишда атомлараро масофанинг ўзгариши орқали аниқланади. Юқори молекуляр бирикмаларнинг тузилиши доимий бир хилда қолмайди. Улар ажойиброқ кўринишда букилган жуда узун эгилувчан молекулалардан иборат бўлиб, унинг айрим қисмлари шундай иссиқлик ҳаракатида бўладики, уларнинг шакли ва узунликлари доимо ўзгариб туради. Лекин ҳар бир муайян вақтда кўпчилик молекулалар узунлиги деформацияланмаган намунадаги молекулаларникига яқин бўлиши эҳтимоли катта. Материалга қўйилган юкланиш ортиши билан (10.14-а расм) унинг молекулалари мос ҳолдаги йўналишлар бўйича тўғриланиб, намуна узунлиги ошади (10.14-б расм). Юкланиш таъсири йўқолгандан сўнг молекулаларнинг хаотик иссиқлик ҳаракати туфайли ҳар бир молекула узунлиги қайта тикланади ва намуна узунлиги қисқаради.

Полимерларга хос бўлган эластиклик юқори ёки (юқори эластиклик) *каучуксимон* эластиклик дейилади.

Айрим материалларнинг механик хоссалари тўғрисидаги маълумотларни келтирамиз (13-жадвал).

13-жадвал

Материаллар	Юнг модули, ГПа	Мустаҳкамлик чегараси, МПа
Пўлат	200	500
Шиша тўлдирилган капрон	8	150
Органик шиша	3,5	50

Кристалл мономер билан полимер материаллари деформацияси орасидаги фарқ вақтга боғлиқ ҳолда ҳам намоён бўлади. Масала шундаки, амалда ҳамма материаллар сирпанувчанлик хоссасига эга бўлиб, доимий юкланиш таъсирида уларда деформация юз беради. Полимерларда материаллар нагрузка остида бўлганда молекулаларнинг тўғриланиши ва макромолекулаларнинг сирпаниши металлардаги сирпанувчанликка қараганда анча узоқроқ вақт давом этади. Сирпанувчанликда полимерда юз берадиган жараёнларни қандайдир даражада қовушоқ суюқликларнинг оқувчанлигига ўхшатиш

мумкин. Юқори эластикликни ва қовушоқ оқувчанликни биргаликда умумийлаштирилиб, полимерларга хос бўлган деформациянинг *эластик қовушоқлик деформацияси* деб айтишга имкон беради.

Ҳисмлар эластиклиги ва қовушоқлиги хоссаларини моделлаштириш мумкин. Бу биологик объектларнинг механик хоссаларини яққол тасаввур қилишга имкон беради (10.4-§ га қаранг). Эластик жисм (эластик деформация) модели сифатида пуживани оламиз (10.15-а расм), унинг жуда кичик деформацияси Гук қонунига мос келади.

Қовушоқ жисм модели қовушоқ суюқлиги бўлган цилиндр ичида ҳаракатланаётган тешикли поршень бўлади (10.15-б расм).

Муҳитнинг қаршилик кучини бу ҳолда поршень ҳаракатидаги кўчиш тезлигига пропорционал деб ҳисоблаймиз [(7.32)га қаранг]:

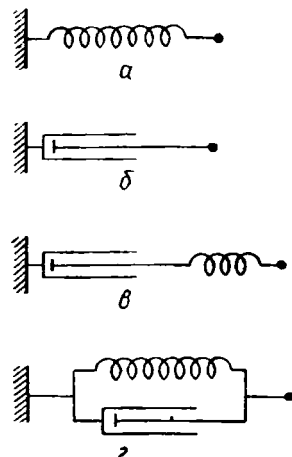
$$F_{\text{қарш}} = r \frac{dx}{dt} \quad (10.2)$$

Ўхшатишларга асосланиб (10.2) тенгламага бошқача кўриниш берамиз. Қаршилик кучи ўрнига кучланишни ёзамиз ($F_{\text{қ}} \rightarrow \delta$) яъни юз бирлигига таъсир қилаётган кучни, муҳитнинг ўзида ҳаракатланаётган жисмга қаршилик кўрсатиш хоссасини ифодаловчи ишқаланиш коэффициентини муҳитнинг қовушоқлик коэффициенти билан алмаштирамиз ($r = \eta$), жисмнинг кўчишини — нисбий узайиш ($x \rightarrow \epsilon$) билан алмаштирамиз. Унда (10.2) ўрнига қовушоқлик деформацияси тезлиги билан кучланиш орасидаги боғланишни ҳосил қиламиз:

$$\sigma = \eta \frac{d\epsilon}{dt} \quad (10.3)$$

(10.3) тенгламанинг тўғрилигига ўлчамлиликларини текшириш билан ишониш мумкин: δ [Па], η [Па · с], $\frac{d\epsilon}{dt}$ [C⁻¹]. Кучланиш фақат деформациянинг ўзига боғлиқ бўлмасдан, балки унинг тезлигига (поршеннинг кўчиш тезлигига) боғлиқлиги (10.3) тенгламадан кўриниб турибди. Ҳисм қовушоқлиги ва эластиклиги хоссаларини икки оддий модель: «пружина» ва «поршень»нинг турли хил комбинацияларидан иборат система модели кўринишида ифодалаш мумкин. Улардан баъзиларини кўриб ўтамиз.

Эластиклик ва қовушоқлик хоссаларини ифодаловчи энг оддий система эластик ва қовушоқ элементлар кетма-кет уланган Максвелл моделидир (10.15-в расм).



10.15-расм.

Доимий куч таъсирида эластик пружина қисқа вақт оралиғида-ёқ Гук қонуни асосида аниқланадиган катталиқкача узаяди, поршень эса суюқлик томонидан сон қиймати кучланишига тенг бўлган куч таъсир этгунча текис ҳаракат қилади. Материалнинг сирпанувчанлиги моделда юқорида айтиб ўтилганидек амалга оширилади.

Агар Максвелл модели тез чўзилиб, шу ҳолатда маҳкамлаб қўйилса, унда деформация сақланиб қолади. Тезлик билан чўзилган пружина секин-аста қисқариб, поршеньни торта бошлайди. Вақт ўтиши билан механик кучланишнинг камайиши (бўшашиши), яъни релаксация юз беради.

Бундай моделни математик ифода кўринишида тавсифлаймиз. Гук қонуни (10.1) дан $\epsilon_{\text{эластик}} = \delta/E$ келиб чиқади, бу ердан $\epsilon_{\text{эластик}}$ — Максвелл моделидаги умумий деформациянинг эластик қисми.

Бу деформациянинг тезлиги қуйидагига тенг:

$$\frac{d\epsilon_{\text{эластик}}}{dt} = \frac{1}{E} \cdot \frac{d\sigma}{dt}. \quad (10.4)$$

Қовушоқ деформация тезлигини (10.3) дан

$$\frac{d\epsilon_{\text{қовушоқ}}}{dt} = \frac{\sigma}{\eta}. \quad (10.5)$$

кўринишда ифодалаймиз. (10.4) ва (10.5)ни бир-бирига қўшиб, Максвелл модели деформацияси умумий (йиғинди) тезлигини топамиз:

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{d\epsilon_{\text{эластик}}}{dt} + \frac{d\epsilon_{\text{қовушоқ}}}{dt} = \frac{1}{E} \cdot \frac{d\sigma}{dt} + \frac{\sigma}{\eta}. \quad (10.6)$$

(10.6) тенгламадан ҳам деформациянинг, ҳам механик кучланишнинг вақтга боғлиқлигини ҳосил қилиш мумкин.

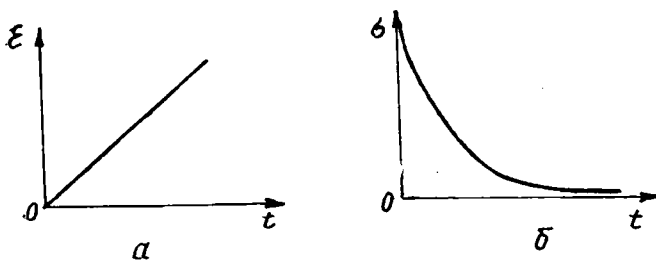
Агар $\delta = \text{const}$ ва $\frac{d\sigma}{dt} = 0$ бўлса (моделга қўйилган куч доимий), унда (10.6) дан.

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{\sigma}{\eta} \text{ ёки } d\epsilon = \frac{\sigma}{\eta} \cdot dt.$$

келиб чиқди. Охириги ифодани вақтнинг бошланғич моменти ва деформациянинг нолинчи қийматидан t ва ϵ нинг навбатдаги қийматларигача интеграллаб, топамиз:

$$\int_0^{\epsilon} d\epsilon = \frac{\sigma}{\eta} \int_0^t dt, \quad \epsilon = \frac{\sigma}{\eta} \cdot t. \quad (10.7)$$

Бу оқувчанликка мос келади (10.16-а расм).



10.16-расм.

Агар $\varepsilon = \text{const}$ ва $\frac{d\varepsilon}{dt} = 0$ (деформация ўзгармас) бўлса, унда (10.6)дан қуйидаги келиб чиқади:

$$\frac{1}{E} \cdot \frac{d\sigma}{dt} = -\frac{\sigma}{\eta} \quad \text{ёки} \quad \frac{d\sigma}{\sigma} = -\frac{E}{\eta} dt.$$

Охириги ифодани вақтнинг бошланғич пайти ва кучланиш δ_0 нинг бошланғич қийматидан то t ва δ нинг навбатдаги қийматигача интеграллаб, қуйидагини оламиз:

$$\int_{\sigma_0}^{\sigma} \frac{d\sigma}{\sigma} = \frac{E}{\eta} \int_0^t dt, \quad \ln \frac{\sigma}{\sigma_0} = -\frac{E}{\eta} \cdot t, \quad \sigma = \sigma_0 e^{-\frac{E}{\eta} \cdot t} \quad (10.8)$$

Бу кучланиш релаксациясига мос келади (10.16-б расм).

Юқорида Максвелл модели доирасида кўрсатилганидек, жисмда ташқи таъсир туфайли қисқа муддатли (жуда тез) бошланғич эластик чўзилиш юз беради. Одатда мавжуд (реал) полимерларда қовушоқ эластиклик деформация ташқи куч таъсир этган заҳоти юз беради. Шу сабабли бирмунча қўл келадиган модель бу автомашина амортизаторига ўхшаш параллел пружиналар бирикмасидан ва поршендан иборат Кельвин — Фойхт модели ҳисобланади (10.15-з расм).

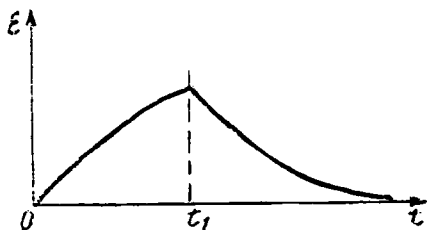
Агар бундай системада қисқа муддатда доимий куч таъсирида

$$\sigma = \sigma_{\text{эласт}} + \sigma_{\text{қовушоқ}}, \quad (10.9)$$

кучланиш ҳосил қилинса, у ҳолда система деформацияси ортади. (10.1) ва (10.3)дан фойдаланиб, (10.9)ни ўзгартирамиз:

$$\sigma = E\varepsilon + \eta \frac{d\varepsilon}{dt} \quad \text{ёки} \quad \frac{d\varepsilon}{\sigma - E\varepsilon} = \frac{dt}{\eta}.$$

Охириги ифодани вақтнинг бошланғич қийматидан ва деформациянинг нолиқчи қийматидан t ҳамда ε нинг навбатдаги қийматигача интеграллаймиз:



10.17-расм.

$$\int_0^{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{\sigma - E\varepsilon} = \frac{1}{\eta} \int_0^t dt,$$

$$-\frac{1}{E} \ln \frac{\sigma - E\varepsilon}{\sigma} = \frac{t}{\eta},$$

$$\ln \left(1 - \frac{E\varepsilon}{\sigma} \right) = -\frac{E}{\eta} \cdot t.$$

Потенцирлаб, қуйидагига эга бўламиз:

$$1 = \frac{E}{\sigma} \cdot \varepsilon = e^{-\frac{E}{\eta} \cdot t} \quad \text{ёки} \quad \varepsilon = \frac{\sigma}{E} \left(1 - e^{-\frac{E}{\eta} \cdot t} \right).$$

Кельвин — Фойхт модели допрасида қаралганда кўриниб турибдики, деформация вақт ўтиши билан экспоненциал қонун асосида ортиб боради. Юкланиш олинганда (t_1 пайтда $\delta=0$) эса деформация экспоненциал камайиб боради. Бу икки ҳол 10.17-расмда кўрсатилган.

Полимерларда деформациянинг турли хил кўринишлари юз беради: эластик қайтувчан (модель—пружина), қайтувчан қовушоқ эластик (Кельвин — Фойхт модели) ва қовушоқ қайтмас модель — поршень. Бу, уч хил деформация элементларининг қўшилиши жисмларнинг ва хусусан биологик объектларнинг механик хоссаларини ақс эттирувчи бирмунча тўлиқ моделлар яратишга имкон беради.

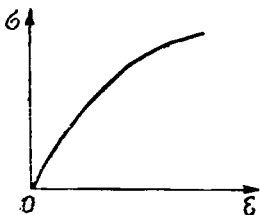
Жисмларнинг механик хоссаларини моделлаштириш реалогияда кенг қўлланилади. Реалогиянинг асосий вазифаси — бу кучланишнинг нисбий деформацияга боғлиқлигини: $\delta=f(\varepsilon)$ кучланишнинг вақтга боғлиқлигини (кучланиш реакцияси); $\varepsilon=\text{const}$ бўлганда $\delta=f(t)$; нисбий деформациянинг вақтга боғлиқлигини (судрални) аниқлашдир: $\delta=\text{const}$ бўлганда $\varepsilon=f(t)$.

10.4-§. БИОЛОГИК ТЎҚИМАЛАРНИНГ МЕХАНИК ХОССАЛАРИ

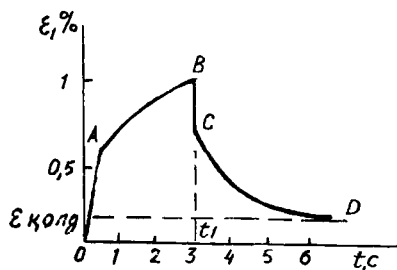
Биологик тўқималарнинг механик хоссалари асосида уларнинг пкки хил тури тушувилади.

Улардан бири биологик ҳаракатчанлик жараёнлари билан боғлиқ; жониворлар мускулларининг қисқариши, ҳужайраларнинг ўсиши, хромосомаларнинг бўлғинишида уларнинг ҳужайралар ичидаги ҳаракати ва бошқалар. Бу жараёнлар химиявий жараёнлар билан боғланган ва энергетик жиҳатдан АТФ орқали таъминланиб, уларнинг табиати эса биохимия курсида ўрганилади. Шартли кўрсатилган гуруҳни биологик системаларнинг актив механик хоссалари деб айтилади.

Иккинчи хили — биологик жисмларнинг пассив механик хосаси. Бу масаланинг биологик тўқималарга қўлланилишини кўрамыз.



10.18-расм.



10.19-расм.

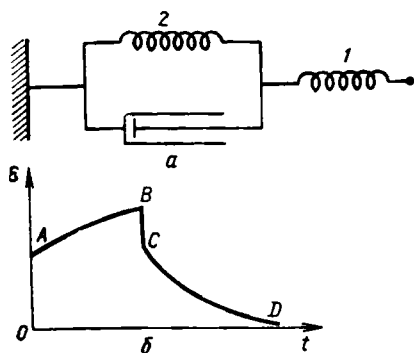
Биологик тўқима техник объект сифатида композицион материал бўлиб, у химиявий жиҳатдан турли хил компонентлар ҳажмий тўпламидан ташкил топган. Биологик тўқиманинг механик хоссалари ҳар бир компонентнинг алоҳида-алоҳида олинган механик хоссаларидан фарқ қилади. Биологик тўқималарнинг механик хоссаларини аниқлаш усуллари, бундай хоссаларни техник материалларда аниқлаш усулларига ўхшашдир.

Суяк тўқимаси. Суяк — таянч ҳаракатланиш аппаратининг асосий материалидир. Соддалаштирилган ҳолда ҳисоблаш мумкинки, ихчам ҳолдаги суяк тўқимаси массасининг $2/3$ қисми (0,5 ҳажми) поорганик материалдан, суякнинг минерал моддаси — гидросилапатит $3\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2\text{Ca}(\text{OH})_2$ дан ташкил топган. Бу модда микроскопик кристаллчалар кўринишида ифодаланган. Суякнинг қолган қисми органик материалдан, асосан коллагендан (юқори молекуляр бирикмадан, юксақ эластиклик хоссасига эга бўлган толали оқсилдан) ташкил топган. Гидроксилпатит кристаллчалари коллаген тўқималари (фибриллар) орасида жойлашган.

Суяк тўқимасининг зичлиги 2400 кг/м^3 . Унинг механик хоссалари жуда кўп факторларга, шу жумладан ёшига, одам организми ўсишининг ўзига хос шароитига ва албатта, организмнинг қисмига ҳам боғлиқдир.

Суякнинг композицион тузилиши унга керакли механик хоссаларни: қаттиқлик, эластиклик мустаҳкамликни бахш этади. Ихчам суяк тўқимаси учун механик кучланишнинг нисбий деформацияга боғланиши $\delta = f(\epsilon)$ мисол сифатида 10.18-расмда кўрсатилган бўлиб, бу қаттиқ жисмдаги ўшадай катталиклар орасидаги боғланишга ўхшайди (10.13-расмга қаранг); унча катта бўлмаган деформацияларда Гук қонуни ўз кучини сақлайди. Юнг модули 10 ГПа чамасида мустаҳкамлик чегараси эса 100 МПа . Бу маълумотларни арматураланган капрон ва пиша учун берилган рақамлар билан таққослаш фойдали (13-жадвалга қаранг, яхши мослик сезилади).

Ихчам суяк тўқимасининг жуда секин узайиш (судралувчанлиги) мисол тариқасида 10.19-расмда берилган. Бу ерда OA қисм тез юз берган деформацияга, AB — судралувчанликка мос келади. t_1 пайтда B нуқтага мос келувчи юкланиш олиб қўйилган. BC оралиқ тез юз берадиган қисқариш деформациясига, CD судралувчанликка



10.20-расм.

тескари бўлган оралиққа мос келади. Бунинг натижасида намуна учун олинган суяк ҳатто узоқ вақт давомида ҳам ўзининг олдинги ўлчамларини тиклай олмайди, яъни бирор $E_{\text{қ}}$ қолдиқ деформация сақланиб қолади.

Бу боғланиш учун мисол тариқасида қуйидаги моделни тавсия қилиш мумкин (10.20-а расм). Нисбий деформациянинг вақтга боғлиқлиги 10.20-б расмда кўрсатилган. Доимий юкланиш таъсир остида 1 пружина жуда тез чўзилади (OA оралиқ), кейин поршень тортилади (AB ремиссация) куч таъсири тўхтагандан сўнг 1-пружина дарҳол спқилади (BC), 2 пружина эса поршеньни олдинги ҳолатига қайтаради (тескари релаксация — CD оралиқ). Ушбу тавсия этилган моделда қолдиқ деформация назарда тутилмаган.

Схематик кўрилишида ҳисобга олиш мумкинки, суяк таркибидаги мавжуд минераллар тез деформацияланса, полимер (колген) қисми эса жуда секин деформацияланади.

Агар суякда ёки унинг механик моделида қисқа муддатли доимий деформация амалга оширилса, у ҳолда кучланиш ҳам сакраб-сакраб юз беради (10.20-в расмда OA қисм). Моделда эса бу 1 пружинанинг чўзилишини ва унда кучланишнинг юзага келишини билдиради. Сўнгра (AB қисм) бу пружина поршеньни тортиб ва 2 пружинани чўзиб қисқара бошлайди, системада кучланиш камайиб боради. Аммо узоқ муддатдан сўнг ҳам δ қолдиқ кучланиш сақланиб қолади. Моделларда бу шуни билдирадики, доимий деформация пайтида пружиналар деформацияланмаган вазиятга қайтиши юз бермас экан.

Тери. У коллаген толаларидан, эластик (коллаген каби толали оқсил) толаларидан ва асосий тўқима матрицадан иборат. Коллаген қуруқ массанинг 75% ини, эластик эса тахминан 4% ини ташкил этади. Механик хоссалари бўйича тахминий маълумотлар 14-жадвалда келтирилган.

14-жадвал

Материаллар	Эластик модули, МПа	Мустақамлик чегараси, МПа
Коллаген	10—100	100
Эластик	0,1—0,6	5

Эластик деярли резина каби жуда кучли (200—300% гача) чўзилади. Коллаген 10% гача чўзилиши мумкин, бу эса капрон толасига мос келади.

Юқорида айтилганлардан маълумки, тери юқори эластиклик хоссасига эга бўлган қовушоқ — эластин материал бўлиб, у яхши чўзилади ва узаяди.



10.21-расм.

Мускуллар. Мускуллар таркибига коллаген ва эластик толаларидан таркиб топган туташтирувчи тўқима киради. Шу сабабли мускулларнинг механик хоссалари полимерларнинг механик хоссаларига ўхшашдир. Силлиқ мускулларда кучланиш релаксацияси Максвелл моделига мос келади (10.15-в; 10.16-б расмга қаранг). Шу сабабли силлиқ мускуллар унча катта бўлмаган кучланишларда ҳам анча кўп чўзилиши мумкин, бу эса ковак органлар, масалан, сийдик пуфаги ҳажмининг ортишига имкон туғдиради.

Скелет мускуллари механик хоссаларининг ҳолати 10.20-а расмда кўрсатилган моделга мос келади. Мускулпи тезлик билан маълум бир катталиқкача чўзганда кучланиш кескин ортади, сўнгра эса $\delta_{\text{коллик}}$ гача камайди (10.20-в расм).

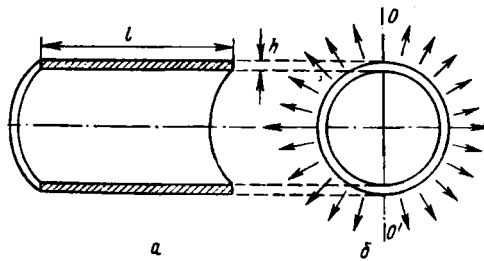
Скелет мускуллари учун $\delta = f(\epsilon)$ боғланиш нозизиқлидир (10.21-расм). Бу эгри чизиқни таҳлил қилиш шуни кўрсатадики, бақа бириктирувчи мускулнинг деформация механизмининг тақрибан 25% гачаси коллаген молекулаларининг тўғриланиши билан боғлиқ (10.3-§ га қаранг). Жуда катта деформацияларда эса молекулалардаги атомлараро масофа ортади.

Қон юрадиган томирлар тўқимаси (қон томирлари тўқимаси)

Қон юрадиган томирнинг механик хоссалари биринчи навбатда коллаген, эластин ва силлиқ мускуллар толасининг хоссалари орқали аниқланади. Қон томирлари тўқимасининг бундай таркибий қисмлардан иборатлиги қон айланиш системасининг иш фаолияти давомида ўзгариб боради: умумий уйқу артериясида эластиннинг коллагенга нисбати 2 : 1, сондаги артерияда эса 1 : 2 бўлади. Юракдан узоқлашган сари силлиқ мускул толаларининг ҳиссаси ошиб боради, артериолаларда эса улар қон томирлари тўқимасининг асосий ташкил этувчилари ҳисобланади.

Қон томирлари тўқимаси механик хоссаларини батафсил тадқиқ қилишда қон қирқиб олинган намуна қон томиридан қай йўсида (қон томири бўйлаб ёки қўндалангига) қирқиб олинганлиги билан фарқ қилинади. Аммо, қон томири деформациясини умумий кўринишда, эластик цилиндрга ички томонидан таъсир этган босимнинг натижаси деб қараш мумкин.

Қон томирининг узунлиги l , қалинлиги h ва ички қисми радиуси r бўлган цилиндрик қисмини кўриб ўтамиз. Цилиндр ўқи йўналиши бўйлаб ва ўққа перпендикуляр равишдаги кесимлар 10.22-а, б расмда кўрсатилган. Цилиндрик шаклдаги қон томирининг икки ярми, цилиндр девори кесими йўналиши бўйлаб ўзаро таъсирлашади. (10.22-а расмдаги штрихланган соҳа). Бу ўзаро таъсирлашиш кесимининг умумий юзи $2hl$ га тенг. Агар қон томирлари деворида



10.22-расм.

δ механик кучланиш мавжуд бўлса, у ҳолда қон томири шкки ярим бўлаги орасидаги ўзаро таъсир кучи қуйидагига тенг:

$$F = \delta 2hl. \quad (10.10)$$

Бу куч цилиндрга ички томонидан таъсир этаётган босим кучи билан мувозанатлашади (улар 10.22-б расмда стрелкалар билан кўрсатилган). Кучлар горизонтал текисликка нисбатан турли хил бурчаклар билан йўналган (расмда). Кучларнинг тенг таъсир этувчисини топиш учун уларнинг горизонтал проекцияларини жамлаш лозим. Аммо тенг таъсир этувчи кучни, ярим цилиндрнинг 00^1 даги вертикал текисликдаги проекцияси юзи $2rl$ нинг босимга кўпайтмаси орқали аниқлаш соддароқдир. Унда кучнинг босим орқали ифодаси қуйидаги кўринишга эга:

$$F = p \cdot 2rl. \quad (10.11)$$

(10.10) ва (10.11)ни тенглаштириб, $\delta \cdot 2hl = p / 2rl$ ни ҳосил қиламиз, бундан:

$$\sigma = \frac{pr}{h}. \quad (10.12)$$

Бу *Ламе тенгламасидир*.

Қон томирининг чўзилишида унинг деворлари ҳажми ўзгармайди (деворлари юзи ортади, қалинлиги эса камаяди), ёки бошқача айтганда, қон томири деворининг кесим юзи ўзгармайди деб ҳисоблаймиз (10.22-б расм):

$$2\pi rh = \text{const}, \text{ яъни } rh = b = \text{const}. \quad (10.13)$$

(10.13)ни ҳисобга олган ҳолда (10.12)ни қуйидагича ўзгартириб ёзамиз:

$$\sigma = \frac{pr}{h} = \frac{prr}{rh} = \frac{pr^2}{b}. \quad (10.14)$$

(10.14) формуладан кўришиб турибдики, капиллярларда ($r \rightarrow 0$) кучланиш юзага келмайди ($\delta \rightarrow 0$).

(10.14) формула уч катталиқ орасидаги боғланишни ифодалайди, шу сабабли бу формула ёрдамида бирор боғланишни амалга ошириш қийин масала. Масалан, $\delta = f(r)$ боғланиш $\delta \sim r^2$ турдаги боғланиш бўла олмайди, чунки қон томирининг радиуси ва ундаги босим ўзаро боғлиқдир. Ундан ташқари (10.14) тенглама эластик жисмининг асосий механик характеристикаси бўлган эластиклик модулини ўз ичига олмайди. Шу сабабли бу формулани ўзгартириш мақсадга мувофиқдир. Бунинг учун (10.14) формулани икки ўзгарувчининг функцияси каби дифференциаллаймиз:

$$d\sigma = \frac{r^2}{b} dp + \frac{2pr dr}{b}. \quad (10.15)$$

Гук қонуни (10.1)ни дифференциаллаб, қуйидаги тенгламани оламиз:

$$d\delta = E \cdot d\varepsilon. \quad (10.16)$$

Нисбий деформациянинг элементар ўзгаришини цилиндрик намунага қўллаган ҳолда қуйидаги кўринишда ифодалаймиз:

$$d\varepsilon = \frac{dr}{r}. \quad (10.17)$$

(10.17)дан фойдаланиб, (10.16) ўрнига қуйидаги формулани ҳосил қиламиз:

$$d\sigma = E \cdot \frac{dr}{r}. \quad (10.18)$$

(10.15) ва (10.18)нинг ўнг томонларини тенглаштириб топамиз:

$$E \cdot \frac{dr}{r} = \frac{r^2}{b} dp + \frac{2pr}{b} dr. \quad (10.19)$$

Бу тенгламани бошқа кўринишда ифодалаймиз:

$$dp = \frac{b}{r^2} \left(E \frac{dr}{r} - \frac{2pr}{b} dr \right) = \left(\frac{Eb}{r^3} - \frac{2p}{r} \right) dr. \quad (10.20)$$

Агар E катта бўлса, (10.20)дан тахминан қуйидагини олиш мумкин:

$$dp = \frac{Eb}{r^3} dr. \quad (10.21)$$

Қон томири радиуси билан босим орасидаги боғланишни ва эластиклик модулини топишда (10.20) ва (10.21) тенгламалардан фойдаланиш мумкин. Томир уришига оид тўлқинларнинг тарқали-

ши ҳақидаги миқдорий муносабатлар масаласини ҳал этиш ҳам шу икки тенглама асосида ҳосил қилинади.

Н. С. Хамин қон томирлари механик хоссаларини ўлчаш борасида жуда катта ишларни амалга оширди.

Охирида хулоса қилиб, биологик тўқималарнинг пассив механик хоссалари тўғрисида тасаввурга эга бўлиш энг муҳим деб ҳисобланган тиббиёт йўналишлари ва бўлимларини қайд қилиб ўта-миз:

— космик тиббиётда, чунки бунда одам янги, экстремал яшаш шароитида бўлади;

— спортда эришилган ютуқлар самарадорлиги ва унинг борган сари ошиб бориши, спорт табобати соҳасида ишловчи тиббиётчилар диққат эътиборини одамнинг таянч ҳаракатланиш аппарати физиологик имкониятлари томон жалб қилади;

— гигиенистлар одамни вибрация таъсиридан ҳимоя қилишда тўқималарнинг механик хоссаларини ҳисобга олишлари зарур;

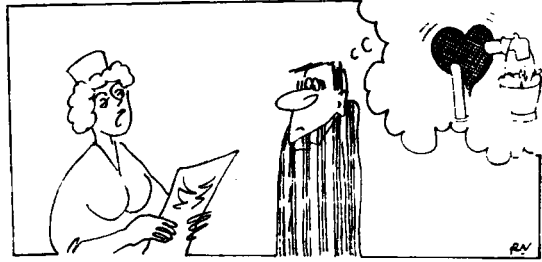
— табиий органлар ва тўқималарни сунъий ясама аъзоларга алмаштиришда, биологик объектларнинг механик хоссалари ва параметрларини билиш янада муҳимдир;

— суд тиббиётида биологик структураларнинг турли хил деформацияларга чидамлилигини (мустаҳкамлигини) билиш лозим;

— травматология ва ортопедияда организмга механик таъсир этиш масалалари асосий усул ҳисобланади.

Бу рўйхат мазкур бобда врач маълумоти учун баён қилинган материалнинг моҳиятини тўла-тўқис ёритмайди.

Гемодинамиканинг физик масалалари



Биомеханиканинг томирлар системасидаги қон ҳаракатини ўрганувчи бўлимига гемодинамика дейилади. Гемодинамиканинг физик асоси гидродинамикадир. Қоннинг ҳаракати қонга ҳам қон ташувчи томирларнинг хоссаларига ҳам боғлиқ. Ушбу бобда қон айланиши туфайли қўлланиладиган айрим техник қурилмалари ишининг физик асослари кўриб ўтилади.

11.1-§. ҚОН АЙЛАНИШИ МОДЕЛЛАРИ

О. Франк таклиф этган қон юрадиган томирлар системасининг гидродинамик моделини кўриб ўтамиз. Бу модель етарлича оддий бўлишига қарамасдан, қоннинг зарб ҳажми (битта систола давомида юрак қоринчаси томонидан отиб чиқарилаётган қоннинг ҳажми) билан, қон айланиш системаси марказидан узоқда жойлашган қисмларининг X_0 гидравлик қаршилиғи ва артериялардаги босимнинг ўзгаришлари орасидаги боғланишни амалга оширишга имкон беради. Қон айланиш системаси артернал қисми эластик резервуар каби моделлаштирилади (11.1-расм, ЭР билан белгиланган).

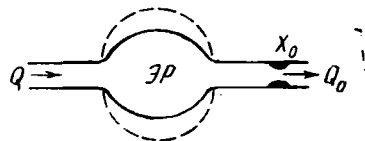
Қон эластик резервуарда бўлгани сабабли унинг ихтиёрий пайтдаги ҳажми p босимга қуйидаги муносабат орқали боғланган:

$$V = V_0 + Rp, \quad (11.1)$$

бу ерда R — резервуарнинг эластиклиги (ҳажми билан босим орасидаги пропорционаллик коэффициенти); V_0 — резервуарнинг босим бўлмагандаги ($p=0$) ҳажми. (11.1)ни дифференциаллаб, қуйидаги формулани ҳосил қиламиз:

$$\frac{dV}{dt} = k \frac{dp}{dt}. \quad (11.2)$$

Қон юракдаги эластик резервуарга (артерияга) киради, қон оқшининг ҳажмий тезлиги Q_a га тенг. Қон эластик резервуардан, четки қисмларга (артериолалар, капиллярларга) Q_0 ҳажмий тезлик билан оқиб чиқади. Фараз қилайлик, четки системаларнинг



11.1-расм.

гидравлик қаршилиги ўзгармас бўлсин. Бу эластик резервуарнинг чиқиш қисмига маҳкамланган «қаттиқ» найча қўйиш орқали моделлаштирилади (11.1-расм).

Юракдан оқиб чиқаётган қоннинг ҳажмий тезлиги эластик резервуар ҳажмининг ортиши тезлигига ва эластик резервуардан оқиб чиқаётган қоннинг тезлигига тенглигини кўрсатувчи етарлича аниқликка эга бўлган тенгламани тузиш мумкин (11.1-расм);

$$Q = \frac{dV}{dt} + Q_0, \quad (11.3)$$

(9.8) Пуазейл тенгламаси ва (9.9) формулага асосан қон айланиш системасининг четки қисмлари учун қуйидаги формулани ёзиш мумкин:

$$Q_0 = \frac{p - p_v}{X_0}, \quad (11.4)$$

бу ерда p — эластик резервуардаги босим; p_v — венага оид босим, уни нолга тенг деб олиш мумкин, у ҳолда (11.4) ўрнига қуйидагига эга бўламиз:

$$Q_0 = \frac{p}{X_0}. \quad (11.5)$$

(11.2) ва (11.5)ни (11.3)га қўйсақ,

$$Q = k \frac{dp}{dt} + \frac{p}{X_0}, \quad \text{ёки}$$

$$Q dt = k dp + \frac{p}{X_0} dt. \quad (11.6)$$

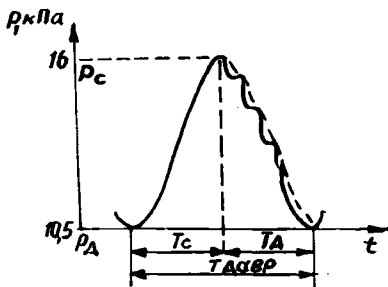
ни ҳосил қиламиз ва (11.6)ни интеграллаймиз. Интеграллаш чегараси вақт бўйича пульснинг даврига (юракнинг қисқариш даври) мос бўлиб, 0 дан токи T_d гача бўлади. Ушбу вақтинчалик чегараларга бир хил босимлар мос келади — энг кичик диастолик босим P_d :

$$\int_0^{T_d} Q dt = k \int_{P_d}^P dp = \frac{1}{X_0} \int_0^{T_d} p dt. \quad (11.7)$$

Чегаралари бир хил бўлган интеграл нолга тенг бўлгани сабабли (11.7)дан қуйидаги тенглама ҳосил бўлади:

$$\int_0^{T_d} Q dt = \frac{1}{X_0} \int_0^{T_d} p dt. \quad (11.8)$$

Уйқу артериясидаги босимнинг вақтга боғлиқ ҳолда ўзгаришини кўрсатувчи тажриба асосида олинган эгри чизиқ 11.2-расмда кўрсатилган (туташ чизиқ). Расмда пульснинг даври, систеланинг T_c диастола-нинг T_d давомийлиги ва максимал систолик босим кўрсатилган.



11.2-расм.

(11.8) тенгламанинг чап қисми-даги интеграл юракнинг бир марта қисқариши давомида ундан сиқиб чиқарилган қоннинг ҳажми — зарб ҳажмига тенг бўлиб, у тажриба асосида топилиши мумкин (11.8) тенгламанинг ўнг қисмидаги интеграл эгри чизиқ ва вақт ўқи билан чегараланган (11.2-расм) фигуранинг юзига мос келишини ҳам аниқлаш мумкин. Интегралларнинг кўрсатилган қийматларидан фойдаланиб, (11.8) формула асосида қон айланиш системаси четки қисмларидаги гидравлик қаршилиқни ҳисоблаш мумкин.

Систола (юракнинг қисқариши) пайтида эластик резервуарнинг кенгайиши, систоладан сўнгги диастола пайтида эса қоннинг чекка қисмларга оқиб чиқиши юз беради, $Q=0$. Бу давр учун (11.6)дан қуйидагига эга бўламиз:

$$0 = kdp + \frac{p}{X_0} dt \text{ ёки } \frac{dp}{p} = - \frac{dt}{kX_0}. \quad (11.9)$$

(11.9)ни интеграллаб, резервуарда систоладан сўнгги босимнинг вақтга боғлиқлигини ифодаловчи формулани ҳосил қиламиз:

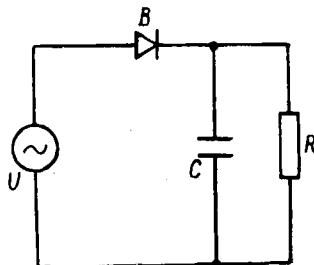
$$p = p_c e^{-t/(kX_0)}. \quad (11.10)$$

Бунга мос бўлган эгри чизиқ 11.2-расмда штрих чизиқ кўринишида тасвирланган. (11.5) формула асосида қоннинг оқиб чиқиш тезлигининг вақтга боғлиқлигини топамиз:

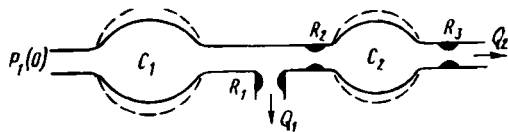
$$Q = Q_c e^{-t/(kX_0)} \quad (11.11)$$

бунда $Q_c = P/X_0$ — систола охирида (диастола бошида) эластик резервуардан оқиб чиқаётган қон ҳаракатининг ҳажмий тезлиги.

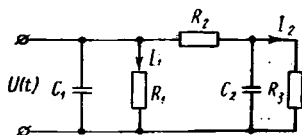
(11.10) ва (11.11) формулалардаги боғланишларни ифодаловчи эгри чизиқлар экспоненталардан иборат. Ушбу модель реал ҳодисани қўпол даражада тавсифласа-да, у диастола охирдан жараёни ҳаддан ташқари содда ва ишончли кўринишда акс эттиради. Лекин шу билан бирга бу модель ёрдамида диастола бошидаги босимнинг



11.3-расм.



11.4-расм.



11.5-расм.

ўзгаришни тасвирлаб бўлмайди. Механик модель асосида унга ўхшаш бўлган қон айланиш системасининг электрик моделини қўйиш мумкин (11.3-расм).

Бу ерда синусоидал бўлмаган электр кучланишни берувчи U манба, юракка ўхшаш, тўғрилагич B — юрак клапани вазифасини бажаради. Конденсатор C ярим даврга тенг бўлган вақт давомида зарядни тўплаб, сўнг резистор R орқали зарядсизланади ва шу йўсунда резистор орқали оқиб ўтаётган ток кучи силлиқланади. Конденсаторнинг иш фаолияти эластик резервуар (аорталар, артериялар) никига ўхшаш бўлиб, артериолаларда ва капиллярларда қон босими ўзгариб туришларини силлиқлаш вазифасини бажаради. Резистор эса четки қон томирлари системасининг электрик аналогияси ҳисобланади.

Томирлар йўли фазода тақсимланган система ҳисобланади деган фактни ҳисобга олиш учун қон томирлари йўлининг янада аниқроқ модели кўп миқдордаги эластик резервуарлардан фойдаланилган. Қоннинг инерциал хоссаларини ҳисобга олиш учун модель қуришда аортанинг юқорига йўналган ва пастга йўналган тармоқларини моделловчи эластик резервуарлар турлича эластикликка эга бўлади деб тахмин қилинади. Эластиклиги турлича бўлган иккита резервуардан ва резервуарлари орасидаги гидравлик қаршилиги ҳар хил бўлган ноэластик звенолардан иборат Ростон модели 11.4-расмда тасвирланган. Бундай моделга 11.5-расмда тасвирланган электр схемаси мос келади. Бу ерда ток манбаи $P(t)$ босимнинг аналогини бўлган пулсацияловчи $U(t)$ кучланишни узатади: C_1 ва C_2 сифимлар k_1 ва k_2 эластикликка; R_1 , R_2 ва R_3 электр қаршиликлари — X_1 , X_2 ва X_3 гидравлик қаршилиқларга; I_1 ва I_2 ток кучлари қоннинг қочиши тезликлари Q_1 ва Q_2 га мос келади.

Бундай модель иккита биринчи тартибли дифференциал тенгламалар системаси ёрдамида тавсифланади, уларнинг ечимини эса биринчи ва иккинчи камераларга мос келувчи иккита эгри чизиқ беради.

Икки камерали модель томирларда юз берадиган жараёнларда оқимни яхшироқ тавсифлаб беради, лекин у диастолалар бошидаги босим ўзгаришларини (тебранишларини) тушунтирмайди.

Бир неча юзлаб элементлардан ташкил топган моддалар *параметрлари билан тақсимланган моделлар* дейилади.

Юрак мускулларининг қисқаришида (систола) қон юракдан аортага ва ундан тарқалиб кетувчи артерияларга сиқиб чиқарила бошлайди. Агар бу томирлар деворлари қаттиқ бўлганда эди, қоннинг юракдан чиқиши пайтида вужудга келган босим товуш тезлигида чекпадаги қисмларга узатилган бўлар эди. Қон томирларининг эластиклиги шунга олиб келадикки, систола пайтида юрак итариб чиқараётган қон аорта, артерия ва артерполаларни чўзади, бунда катта қон томирлари систола пайтида марказдан четдаги қисмларга оқиб борадиган қонга нисбатан кўп қонни қабул қилади. Одамнинг систолик босими нормада тахминан 16 кПа га тенг. Юракнинг бўшашиши (диастола) пайтида чўзилган қон томирлари пасаяди (бўшашади) ва юракнинг қон орқали уларга узатган потенциал энергияси қоннинг оқишидаги кинетик энергиясига айланиб, диастолик босимнинг тақрибан 11 кПа атрофида тутиб турилишига мадад беради. Систолалар юз бериши даврида қоннинг чап қоринчадан итариб чиқарилиши туфайли юзага келган ва аорта ҳамда артериялар орқали тарқалувчи юқори босимли тўлқинга *пульсли тўлқин* дейилади.

Пульс тўлқини 5—10 м/с ва ундан ортиқроқ тезлик билан тарқалади. Демак систола даврида (0,3 с атрофида у 1,5—3 м) масофага тарқалиши лозим, бу масофа эса юракдан қўл ва оёқларгача бўлган масофадан ортиқроқдир. Бу шуни билдирадикки, пульс тўлқини fronti қўл ва оёқларнинг охириги нуқталарига аортада босимнинг пасайишидан олдин етиб боради. Артериянинг ён томонидан схематик кўриниши 11.6-расмда кўрсатилган: *a* — пульс тўлқини ўтгандан сўнг, *b* — артерия орқали пульс тўлқинининг ўтиш пайти, *в* — артерияда пульс тўлқини мавжудлиги, *г* — кўтарилган босимнинг пасая бошлаши.

Катта артериялардаги пульс тўлқинига қон оқинишининг пульсацияланган тезлиги мос келади, аммо қоннинг тезлиги (энг катта қиймати 0,3—0,5 м/с) пульс тўлқини тарқалиш тезлигидан айтарли даражада кичикдир.

Юрак иши тўғрисидаги умумий тушунчалардан ва моделларда ўтказилган тажрибадан маълум бўлишича пульс тўлқини синусоидал (гармоник) бўла олмайди. Пульс тўлқини ҳар қандай даврий жараён каби гармоник тўлқинларнинг йиғиндиси каби кўрсатилиши мумкин (7.4-§ га қаранг). Шу сабабли пульсли гармоник тўлқинга бирор модель каби диққатимизни жалб қилайлик.

Фазз қилайлик, гармоник тўлқин [(7.45)га қаранг]. *X* ўқи йўналиши бўйлаб қон томирида *v* тезлик



a



b

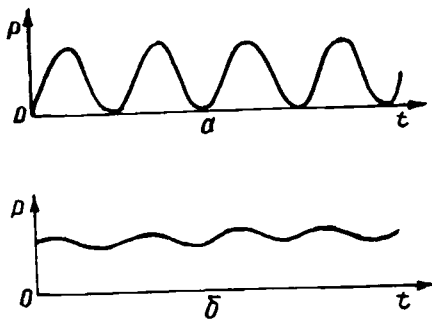


в



г

11.6-расм.



11.7-расм.

билан тарқалаётган бўлсин. Қоннинг қовушоқлиги ва қон томирининг эластиклик ва ёпишқоқлик хоссаси тўлқин амплитудасини камайтиради. Яъни сўниш экспоненциал кўринишда бўлади деб ҳисоблаш мумкин (масалан, 7.5-§ га қаранг). Бунга асосланган ҳолда пульсли гармоник тўлқин учун қуйидаги тенгламани ёзиш мумкин:

$$p = p_0 e^{-\chi x} \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right), \quad (11.12)$$

бу ерда P_0 — пульс тўлқинидаги босим амплитудаси, x — тебраниш манбаидан (юракдан) ихтиёрий олинган нуқтагача бўлган масофа, t — вақт, ω — тебранишлар циклик частотаси; χ — тўлқиннинг сўнишини аниқловчи бирор ўзгармас катталиқ. Пульсли тўлқин узунлигини қуйидаги формула ёрдамида топиш мумкин:

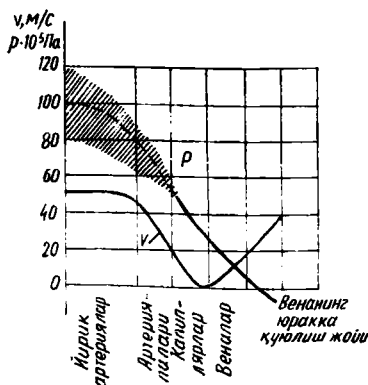
$$\lambda = \frac{v}{\nu} = \frac{2 \cdot v}{\omega}. \quad (11.13)$$

Босим тўлқини бирор «ортиқча» босимни ифодалайди. Шу сабабли «асосий» босим p_a ни ҳисобга олган ҳолда (p_a — атмосфера босими ёки қон томирларини ўраб олган атроф муҳитдаги босим) босимнинг ўзгаришини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$p = p_a + p_0 e^{-\chi x} \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right). \quad (11.14)$$

(11.14) дан кўриниб турибдики, қон силжигани сари (x ортиб боргани сари) босимнинг тебраниши текисланиб боради. Босимнинг юрак яқинидаги аортада (а) ва артериолаларда (б) тебраниши 11.7 расмда схематик кўринишда берилган. Графиклар гармоник пульсли тўлқиннинг моделини фараз қилиб берилган.

Босимнинг ўртача қийматининг ва қон оқими тезлиги v қон нинг қон ҳаракатланувчи томирлар турига боғлиқ ҳолда ўзгаришини кўрсатувчи графиклар 11.8-расмда берилган. Қоннинг гидростатик босими ҳисобга олинмайди. Босим — атмосфера босимидан ортиқча. Штрихланган соҳа босим тебранишига мос келади (пульс тўлқини).



11.8-расм.

Катта томирларда пульс тўлқинининг тезлиги томирлар параметрларига қуйидаги кўринишда боғлиқ (Моснер—Кертевек формуласи):

$$v = \sqrt{\frac{Eh}{\rho d}}, \quad (11.15)$$

бу ерда E — эластиклик модули; ρ — қон томири моддасининг зичлиги; h — қон томири деворининг қаллиниги; d — қон томири диаметри.

(11.15) тенгламани ингичка стержендаги товушнинг тарқалиши билан таққослаш қизиқарлидир:

$$v = \sqrt{\frac{E}{\rho}}. \quad (11.16)$$

Одамда ёш улғайиши билан қон томирларининг эластиклик модули ҳам ортиб боради, шу сабабли (11.16)дан кўриниб турибдики, эластиклик модули ортса, пульс тўлқинининг тезлиги ҳам катта бўлади.

11.3-§. ЮРАКНИНГ ИШП ВА ҚУВВАТИ. СУНЪИЙ ҚОН АЙЛАНИШ АППАРАТИ (СҚАА)

Юрак бажарадиган иш босим кучларини енгил ва қонга кинетик энергия бериш учун сарфланади.

Чап қоринчаниннг бир марта қисқаришида бажариладиган ишни ҳисоблайлик. Қоннинг зарб ҳажми V_3 ни цилиндри кўринишида ифодалаймиз (11.9-расм). Юрак бу ҳажмни кўндаланг кесими юзи S бўлган аорта бўйлаб ўртгача p босим остида l масофага сиқиб чиқаради деб ҳисоблаш мумкин. Бунда бажарилган иш

$$A_1 = F \cdot l = p \cdot S \cdot l = pV_3.$$

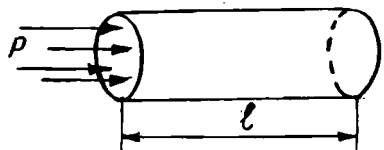
Бу ҳажмдаги қонга кинетик энергия бериш учун

$$A_2 = \frac{mv^2}{2} = \frac{\rho V_3 v^2}{2},$$

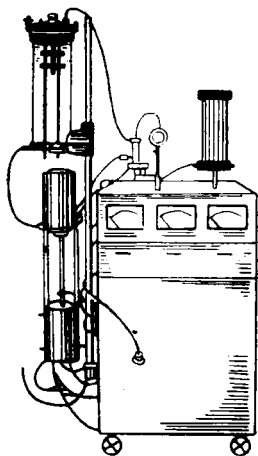
иш бажарилган, бу ерда ρ — қоннинг зичлиги; v — қоннинг аортадаги тезлиги. Шундай қилиб, чап қоринчаниннг бир марта қисқаришида бажарилган иш

$$A_r = A_1 + A_2 = pV_3 + \frac{\rho V_3 v^2}{2}.$$

Уннг қоринчаниннг бажарган иши «чап қоринча» бажарган ишнинг 0,2 қисмига тенг деб қабул қилиниши туфайли, юракнинг бир марта қисқаришида бажарган тўла иши



11.9-расм.



11.10-расм.

$$A = A_1 + 0,2A_{\text{ург}} = 1,2 (\rho V_3 = \rho V_3 v^2 / 2). \quad (11.17)$$

(11.17) формула организмнинг ҳам тинчликдаги, ҳам актив ҳолатлари учун ўз кучини сақлайди. Бу ҳолатлар қон ҳаракати тезлигининг турлича қийматлари билангина фарқ қилади.

(11.17) формулага $p = 13$ кПа,

$$V_3 = 60 \text{ мл} = 6 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3,$$

$$\rho = 1,05 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3, \quad v = 0,5 \text{ м/с}$$

катталикларни қўйиб, тинч ҳолатда юракнинг бир марта қисқаришида бажарган ишни топамиз: $A \approx 1$ ж.

Юрак 1 с да ўртача бир марта қисқаради деб ҳисоблаб, бир сутка давомида юракнинг бажарган ишини топамиз: $A_{\text{ю}} = 86400$ Ж. Мускулларнинг актив фаолиятида юракнинг иши бир неча марта ортиши мумкин.

Агар систола давомийлиги $t \approx 0,3$ с экани ҳисобга олинса, юракнинг бир марта қисқаришидаги қуввати $\langle W \rangle = A_1 / t = 3,3$ Вт.

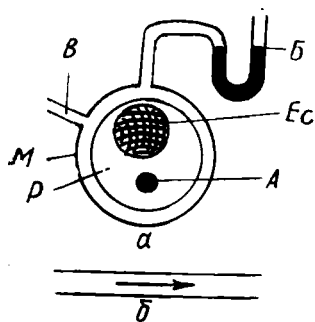
Юракда операция қилиш давомида уни вақтинча қон айланиш системасидан ажратишга тўғри келади, бунда махсус сунъий қон айланиш аппаратида фойдаланилади (11.10-расм). Мазмунан, бу аппарат сунъий юрак (насос системаси) билан сунъий ўпка (оксигенатор — қонни кислород билан бойитилишини таъминловчи система) бирикмасидан иборат.

11.4-§. КЛИНИКАДА ҚОН БОСИМИНИ ЎЛЧАШНИНГ ФИЗИК АСОСЛАРИ

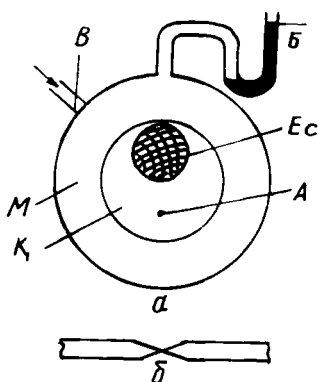
Физик параметр—қон босими — жуда кўп касалликлар диагностикасида катта роль ўйнайди.

Артерияларнинг бирортасидаги систолик ва диастолик босимлар тўғридан-тўғри манометрга уланган пгна ёрдамида ўлчаниши мумкин. Лекин тиббиётда Н. С. Коротков таклиф этган қонсиз усулдан кенг миқёсда фойдаланилади. Бу усулнинг физик асосларини елка артериясидаги қон босимини ўлчаш нисолида кўрайлик.

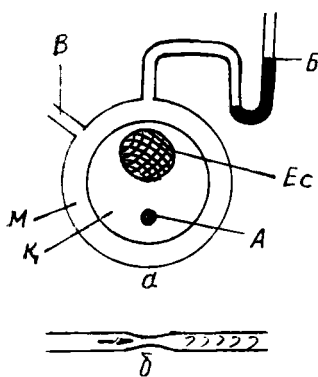
Елка билан тирсак орасига манжета ўралади. Қўлга ўралган манжетанинг M , қўлнинг бир қисми P , елка суяги Π ва елка артерияси A нинг кесимлари 11.11-а — 11.13-а расмда кўрсатилган. B шланг орқали манжетага ҳаво юборилганда манжета қўлни сиқади. Сўнгра шу шланг орқали ҳаво секунда-аста чиқарила бошлайди ва B манометр ёрдамида манжетадаги босим ўлчанади. Шу қисмларнинг ўзидаги позицияда ҳар бир ҳолатга мос келувчи елка артериясининг бўйлама кесимлари кўрсатилган. Бошида атмосфера босимига нисбатан манжетадаги ҳавонинг босими нолга тенг (11.11-расм), манжета қўлни ва артерияни сиқмайди. Манжетага маълум бир ўлчовда ҳаво дамлангани сари манжета елка артериясини сиқа бошлайди ва қоннинг оқиши тўхтайтиди (11.12-расм).



11.11-расм.



11.12-расм.



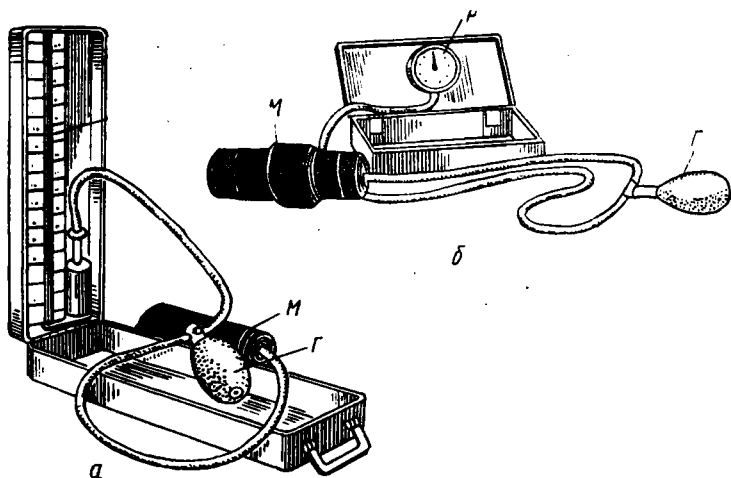
11.13-расм.

Агар мускуллар бўшаштирилган бўлса, эластик деворлардан иборат бўлган манжета ичидаги босим тахминан манжетага тегиб юмшоқ тўқималардаги босимга тенг бўлади. Босимни қонсиз усулда ўлчашнинг асосий физик ғояси мана шундан иборатдир.

Ҳавони аста-секин чиқариб, манжетадаги ва унга тегиб турган юмшоқ тўқималардаги босим камайтириб борилади. Қачонки босим систолик босимга тенг бўлса, қон қаттиқ сиқилган артерия орқали отилиб чиқши имкониятига эга бўлади, бунда турбулент оқим юзага келади (11.13-расм).

Врач босимни ўлчашда фонендоскопни артерия устига манжетадан четроққа (яъни юракдан анча узоқроқ жойга) қўйиб, турбулент оқимга тааллуқли бўлган ва у билан биргаликда юзага келган тон ва шовқинларни* эшитиб кўради. Манжетадаги босимни камайтира бориб, ламинар оқимни тиклаш мумкин, бунн эшитиб кўрилатган тонларнинг бирданига пасайиб кетишидан билиш мумкин. Артерияда ламинар оқимнинг тикланишига мос келувчи манжетадаги босим диастолик босим каби қайд этилади. Артериял босимни ўлчашда 11.14-расмда кўрсатилган асбоблардан фойдаланилади: а — симбли манометри бўлган сфигмоманометр, б — металл мембранали манометри бўлган сфигмоманометр; бу ерда М—манжета, Г—манжетага ҳавони ҳайдовчи резина пок, Р—манометр.

* Бу товушларни Г. И. Косицкий тушунтирган.



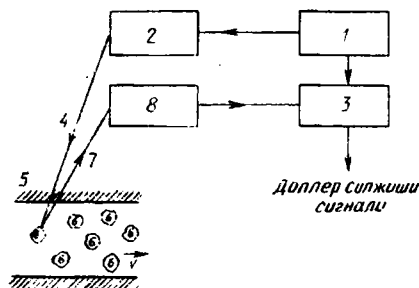
11.14-расм.

11.5-§. ҚОН ОҚИМИ ТЕЗЛИГИНИ АНИҚЛАШ

Қон оқими тезлигини аниқлашнинг бир печа усули мавжуд бўлиб, шулардан икки турининг физик асосларини кўриб ўтайлик.

Ультратовуш усули (ультратовушли расходометрия). Бу усул Доплер эффектига асосланган (қ. 7. 11-§). Ультратовуш (УТ) частотали электр тебранишлари сигнали 1 генератордан (11.15-расм), УТ нинг 2 нурлаткичига частотани тенглаштирувчи 3 қурилмага узатилади. 4 УТ тўлқини 5 қон томирларига ўтади ва ҳаракатланувчи 6 эритроцитлардан қайтади. Қайтган 7 УТ тўлқини 8 приёмникка узатилади. Бунда у электр тебранишларига айлантирилади ва кучайтирилади. Кучайтирилган электр тебранишлари 3 қурилмага тушади. Бу ерда тушувчи ва қайтган тўлқинлар, тебранишлари мос ҳолда тенглаштирилади ва доплернинг частоталар бўйича силжиши электр тебранишлари кўринишида ажралиб чиқади:

$$U = U_0 \cos 2\pi v_d t.$$

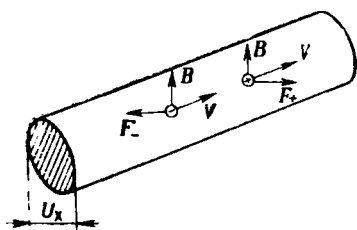


11.15-расм.

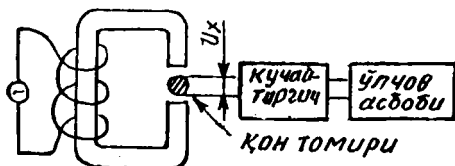
(7.62) формуладан эритроцитларнинг тезлигини аниқлаш мумкин:

$$v_0 = \frac{v}{2} \cdot \frac{v_d}{v_r}. \quad (11.18)$$

Катта қон томирларида эритроцитларнинг тезлиги уларнинг ўққа нисбатан жойлашишларига қараб турлича бўлади: «ўқ яқинидаги» эритроцитлар катта тезлик билан «девор яқинидаги» лари эса кичик тезлик билан ҳа-



11.16-расм.



11.17-расм.

ракатланади. УТ тўлқинлари турли хил эритроцитлардан қайтиши мумкин, шу сабабли доплернинг силжиши битта частота кўривишида бўлмай, бирор частоталар оралиғида бўлади. Шундай қилиб, Доплер эффекти қон оқимининг фақат ўртача тезлигини эмас, балки қоннинг турли хил қатламлари тезлигини ҳам аниқлашга имкон беради.

Электромагнит усул (электромагнит расходомерия). Қон оқиши тезлигини аниқлашнинг бу усули ҳаракатланувчи заррачаларнинг магнит майдонида оғишига асосланган. Масала шундан иборатки, қон электр жиҳатдан нейтрал система бўлса-да, мусбат ва манфий ионлардан ташкил топган. Шундай экан, ҳаракатланаётган қон зарядли заррачалар оқими бўлиб, $v_{\text{қон}}$ тезлик билан ҳаракатланади. Ҳаракатланаётган q электр зарядига индукцияси B бўлган магнит майдонида (16.3-§ га қаранг)

$$\mathbf{F} = q\mathbf{v}_{\text{қон}}\mathbf{B}. \quad (11.19)$$

куч таъсир қилади. Агар заряд манфий бўлса, у ҳолда куч векторлар кўпайтмаси $\mathbf{V}_{\text{қон}} \times \mathbf{B}$ га тескари йўналган.

Магнит майдони томонидан турли хил шорали зарядга таъсир этувчи кучлар 11.16-расмда кўрсатилгандек қарама-қарши йўналган. Қон томири деворининг бир томони яқинида ортиқча мусбат заряд, иккинчи томони яқинида эса манфий зарядлар кўпроқ тўпланади. Зарядларнинг томир кўндаланг кесими бўйлаб бундай тақсимланиши электр майдонини юзага келтиради. Бундай физик ҳодиса *Холл эффекти* деб айтилади.

U_x кучланиш (холл кучланиши) ионлар ҳаракатининг v тезлигига, яъни қоннинг тезлигига боғлиқ [қ.: (11.19)]. Шундай қилиб, U_x кучланишни ўлчаш билан қоннинг тезлигини ҳам аниқлаш мумкин экан. Қон томири кўндаланг кесими S ни билган ҳолда, қон оқиши ҳажмий тезлигини ($\text{м}^3/\text{с}$) ҳисоблаш мумкин:

$$Q = v_{\text{қон}} \cdot S. \quad (11.20)$$

Ушбу усулда ўзгарувчан магнит майдонини қўллаш амалий жиҳатдан қулайдир (11.17-расм). Бу ўзгарувчан холл кучланиши U_x ни юзага келтиради, сўнгра у кучайтирилади ва ўлчанади.



Бўлим

МУВОЗАНАТЛИ ВА НОМУВОЗАНАТЛИ ТЕРМОДИНАМИКА. БИОЛОГИК МЕМБРАНАЛАРДАГИ ДИФФУЗИОН ЖАРАЁНЛАР

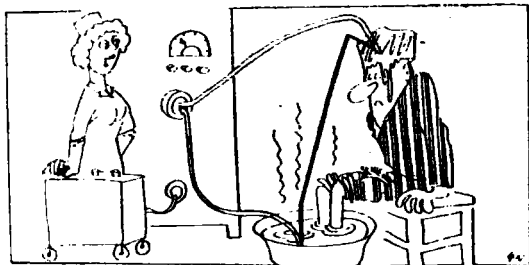
Бу бўлимда мазмунан, табиати турлича бўлган моддаларни ташқил этган жуда кўп сонли молекулаларнинг тартибсиз ҳаракати орқали аниқланадиган ҳодисалар кўрилади. Бу ҳодисаларни ўрганиб, иккита асосий усул қўлланилади.

Улардан бири—термодинамик усул, у амалда орттирилган билимларга асосланган қонун бўлиб, термодинамиканинг асослари (қонунлари, принциплари) номини олган. Масалага бундай усулда ёндошишда модданинг ички тузилиши ҳисобга олинмайди.

Иккинчи усул — молекуляр-кинетик (статистик) моддан молекуляр тузилишда тасаввур қилишга асосланган. Моддадаги молекулаларни жуда кўплигини ҳисобга олган ҳолда, эҳтимоллик назариясини қўллаб маълум бир қонуниятни яратиш мумкин.

Бу бўлимда иккала усулдан ҳам турли даражада фойдаланилади.

Тиббиётчилар учун организм энергетикасини тушуниш, атроф муҳит билан биологик системалар орасидаги иссиқлик алмашиниши, биологик мембраналарда юз берадиган физик жараёнларни тушунтириш ва бошқалар учун ушбу масалаларни билиш муҳимдир.



Термодинамика

Термодинамика деганда системани ташкил этувчи жисмларнинг микроскопик тузилишини ҳисобга олмаган ҳолда улар орасида энергия алмашинуви мумкин бўлган системаларни (термодинамик системаларни) қараб чиқувчи физиканинг бўлими тушунилади. Мувозанатли системалар термодинамикаси ёки мувозанат ҳолатига ўтувчи системалар (классик ёки мувозанатли термодинамика, биз уни кўпинча оддийгина термодинамика деб атаймиз) ва номувозанатли термодинамик системаларни (номувозанатли термодинамика) бир-биридан фарқланади.

Номувозанатли термодинамика биологик системаларни кўриб чиқишда асосий ўринни эгаллайди.

Ушбу бобда термодинамика билан бир қаторда наст температурали ва қиздирилган муҳитларни даволашда қўлланилиши билан боғлиқ бўлган масалалар, шунингдек термометрия ва калориметрия элементлари ёритилган.

12.1-§. ТЕРМОДИНАМИКАНИНГ АСОСИЙ ТУШУНЧАЛАРИ. ТЕРМОДИНАМИКАНИНГ БИРИНЧИ ҚОНУНИ

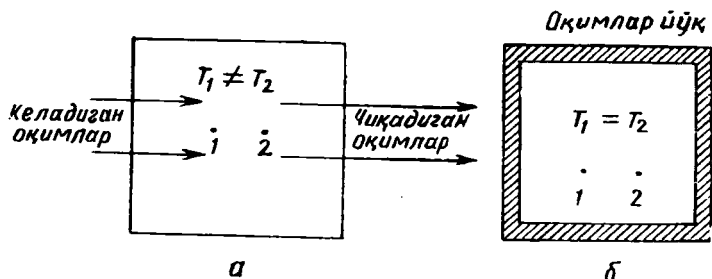
Термодинамик системанинг ҳолати *параметрлар* (ҳажм, босим, ҳарорат, зичлик ва ҳоказо) деб аталган физик катталиклар билан характерланади.

Агар системанинг параметрлари уни атроф муҳитдаги жисмлар билан ўзаро таъсирлашишида вақт ўтиши билан ўзгармаса, системанинг ҳолати *стационар* дейилади. Бунга ишлаб турган хўжалик холодильниги ички қисмининг жуда қисқа вақт оралигидаги ҳолати, одам гавдасининг ҳолати, иситилувчи хона пчидаги ҳавонинг ҳолати ва бошқалар мисол бўлади.

Стационар ҳолатда бўлган системанинг турли қисмларидаги параметрларнинг қийматлари одатда бир-биридан фарқ қилади: одам танасининг турли қисмлари температураси биологик мембрананинг турли қисмларидаги диффузияланувчи молекулалар концентрация-

си ва ҳоказо. Шундай қилиб, системада айрим параметрларнинг градиенти доимий тутиб турилади, шу сабабли химиявий реакциялар ўзгармас тезлик билан ўтиши мумкин.

Стационар ҳолат энергия оқими ва система орқали ўтаётган модда ҳисобига ушлаб турилади. Стационар ҳолат схематик кўринишда 12.1-а расмда кўрсатилган, температура эса системанинг турли нуқталарида турлича. Маълумки, стационар ҳолатда шундай системалар бўлиши мумкинки, бир системани ўраб олган бошқа сис-



12.1-расм.

темалар билан энергия ва модда алмашинуви (очиқ системалар) ёки ҳеч бўлмаганда ўзаро энергия алмашинуви юз бериши лозим (ёпиқ системалар).

Ўз атрофини ўраб турган жисмлар билан на энергия ёки на модда алмашинувида иштирок этмаган термодинамик система *изоляцияланган система* дейилади. Изоляцияланган система вақт ўтиши билан термодинамик мувозанат ҳолатига қайтиб келади. Бу ҳолатда ҳам, стационар ҳолатдаги каби система параметрлари вақт ўтиши билан ўзгармас сақланиб қолади. Аммо энг муҳими шундаки, мувозанатли ҳолатда заррачаларнинг массаси ёки сонига боғлиқ бўлган (босим, температура ва бошқалар), бу системанинг турли қисмларида бир хил бўлади.

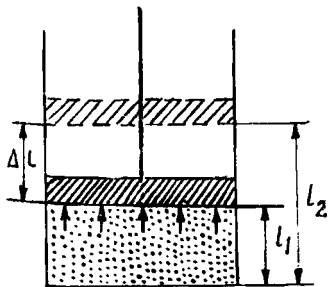
Табийки, ҳар қандай реал термодинамик системани иссиқлик ўтказмайдиган бирор қатлам билан ўраш мумкин бўлмагани сабабли, у изоляцияланган ҳолатда бўлмайди. Изоляцияланган системани бирор қулай термодинамик модель деб қараш мумкин. Бундай изоляцияланган системанинг мувозанат ҳолати 12.1-б расмда кўрсатилган.

Ёпиқ системанинг атрофдаги жисмлар билан ўзаро таъсирини батафсилроқ кўриб чиқамиз. Система ва уни ўраб турган жисмлар билан энергия алмашинуви икки хил жараёнда: иш бажаришда ва иссиқлик алмашинувида амалга оширилади.

Иссиқлик алмашинувида узатилган энергия миқдорининг ўлчови иссиқлик миқдори, иш бажаришда сарфланган энергиянинг ўлчови эса ишдир*.

* Энергияни узатиш мумкин бўлган усуллардан бири ва узатиш жараёнида энергия миқдорининг ўлчовини иш деб олиниши унча тўғри келмайди.

Газ ҳажмининг ўзгаришида газ бажарган ишни ҳисоблаш учун ифода топамиз. Фараз қилайлик, цилиндрик идиш ичида поршень остидаги газ изобарик ҳолатда v_1 дан v_2 гача кенгайсин (12.2-расм), шу вақтда поршень $\Delta l = l_2 - l_1$ масофага силжийди, ҳажм эса $\Delta v = v_2 - v_1$ қадар ўзгаради.



12.2-расм.

Кўндаланг кесими юзи S бўлган поршенга газ томонидан p босим туфайли $F = p \cdot S$ га тенг куч таъсир қилади. Бу кучнинг йўналиши поршеннинг кўчиш йўналиши билан бир хил бўлгани сабабли газ бажарган иш:

$$A = F \cdot \Delta l = p \cdot S \cdot \Delta l = p \cdot \Delta V. \quad (12.1)$$

Газнинг кенгайишида $\Delta V > 0$ ва бажарилган иш мусбат ($\Delta > 0$) сиқилишида $\Delta V < 0$ ва $A < 0$. Сўз бажарилган ташқи кучларнинг бажарган иши устида эмас, балки газнинг бажарган иши устида бораётганини эътиборга олиш лозим. Ҳамма ташқи кучларнинг бажарган иши бунинг тескариси, яъни газ кенгайганда манфий, сиқилганда эса мусбат бўлади.

Агар газ ҳажмининг ўзгаришида газ босими ўзгарса, у ҳолда газ ҳажмининг жуда кичик ўзгаришларига мос келувчи элементар ишни ҳисоблаш лозим:

$$dA = p \cdot dV. \quad (12.2)$$

(12.2) ни интеграллаб, газ бажарган ишни топамиз:

$$A = \int_{v_1}^{v_2} p dV. \quad (12.3)$$



Юлиус Роберт
(1814—1878)

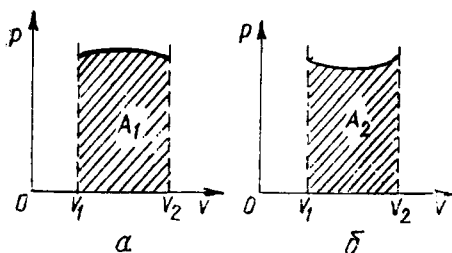
Немис врач ва физиги. Кема врач бўлиб ишлаб турган ва тропикларда бўлган маҳалда ўз беморларининг вена қонининг ранги ўзгаришини кузатиб, тановул қилинаётган таом билан тирик организмда иссиқлик юзага келиши ўртасида боғлиқлик мавжудлиги ҳақида ҳулоса чиқарган.

Мисол тариқасида изотермик жараёнда идеал газнинг кенгайишида бажарган ишни топайлик. Бунинг учун (12.3) формуладаги босим ўрнига унинг Менделеев—Клапейрон формуласидаги ифода

$$p = \frac{m}{M} \cdot \frac{RT}{V}. \quad (12.4)$$

ни келтириб қўямиз ва қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$A = \int_{v_1}^{v_2} p dV = \frac{m}{M} \cdot RT \int_{v_1}^{v_2} \frac{dV}{V} = \frac{m}{M} RT \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (12.5)$$



12.3-расм.

Бу ерда m — газнинг массаси; M — моль масса (бир моль газнинг массаси); T — термодинамик ҳарорат, $R=8,31$ ж/(моль · К) — моль газ доимийси. (12.3) тенгламадан кўриниб турибдики, газ бажарган иш график усулда координатанинг босим ва ҳажм ўқларида чизилган трапециянинг юзи каби ҳисобланади (12.3-расм).

Бошланғич ва охири ҳолатлари бир хил бўлган иккита турли хил жараёнлар ифодаланган, расмдан кўриниб турибдики, бажарилган иш жараёнга боғлиқ экан. Шу сабабли A_1 иш (12.3-а расм) A_2 ишдан катта (12.3-б расм). Иссиқлик жараёнлари учун энергиянинг сақланиш қонуни термодинамиканинг биринчи қонуни каби таърифланади. Системага берилган иссиқлик миқдори, системанинг ички энергиясини ўзгартириш ва система томонидан бажариладиган ишга сарф бўлади:

$$Q = \Delta U + A. \quad (12.6)$$

Системанинг ички энергияси деганда, системани ташкил этган заррачаларнинг кинетик ва потенциал энергиялари йиғиндиси тушунилади.

Ички энергия система ҳолатининг функцияси бўлиб, берилган ҳолат учун маълум бир қийматга эга бўлади. ΔU системанинг бошланғич ва охири ҳолатларига мос бўлган ички энергия айирмаси:

$$\Delta U = U_2 - U_1.$$

Иссиқлик миқдори иш каби жараённинг функцияси бўлиб, ҳолат функцияси бўла олмайди. Иссиқлик миқдорини ҳам, ишни ҳам бирор параметрнинг бошланғич ва охири ҳолатдаги икки қийматининг айирмаси сифатида ифодалаш мумкин эмас. Шу сабабли (12.6) формулада Q ва A орттирма Δ белгисиз ёзилган.

Q , A нинг жуда кичик қийматлари ва U нинг кичик орттирмалари учун буларга мос ҳолдаги δU , δA ва dU белгилашлардан фойдаланилади, шу билан бирга иссиқлик миқдори ва ички энергиянинг иши тушунчаларининг фарқи таъкидланади.

Келгусида соддалаштириш учун бир хил белгилашлардан (dQ , dA ва dU) фойдаланилади, лекин бу физик катталикларнинг фарқини ёдда тутиш лозим.

Юқорида баён қилинганларни ҳисобга олиб, термодинамиканинг биринчи қонунини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$dQ = dU + dA. \quad (12.7)$$

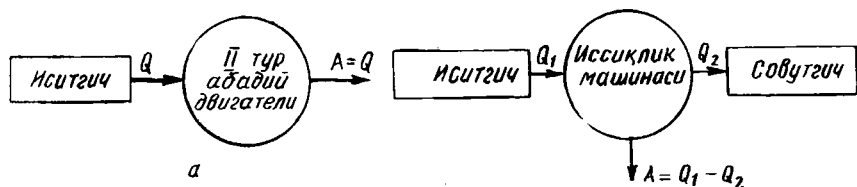
Q , A , ΔU ва dQ , dA , dU нинг қийматлари мусбат бўлиши ҳам (системага иссиқлик ташқи жисмлар орқали узатилади, бунда ички

энергия ортиб, газ кенгайди), ёки манфий бўлиши ҳам мумкин (системадан иссиқлик миқдори олинади, ички энергия камайди, газ сиқилади).

12.2-§. ТЕРМОДИНАМИКАНИНГ ИККИНЧИ ҚОНУНИ. ЭНТРОПИЯ

Энергиянинг сақланиш қонуни ҳисобланган термодинамиканинги биринчи қонуни жараёнларнинг бориши мумкин бўлган йўналишларни кўрсатмайди. Масалан, термодинамиканинги биринчи қонунига биноан иссиқлик алмашишида иссиқликнинг иссиқроқ жисмдан совуқ жисмга ўз-ўзидан ўтиши мумкин бўлганидек, буни тескариси, иссиқликнинг совуқроқ жисмдан иссиқроқ жисмга ўтиши ҳам мумкин. Лекин кундалик тажрибалардан маълумки, табиатда иккинчи жараён амалга ошмайди; масалан, хона ичидаги ҳавони совитиш ҳисобига чойнақдаги сув ўз-ўзидан исмайди. Бошқа бир мисол: тошнинг бирор баландликдан ерга тушишида, унинг потенциал энергиясининг ўзгаришига эквивалент миқдорда қизиши юз беради, бунга тескари жараён — тошнинг фақат совиши ҳисобига ўз-ўзидан юқорига кўтарилиши эса юз бермайди.

Термодинамиканинги иккинчи асоси ҳам, биринчиси каби, тажрибадан олинган натижаларнинг умумлаштирилганидир.



12.4-расм.

Термодинамика иккинчи қонунининг бир неча таърифлари мавжуд: иссиқлик ўз-ўзидан ҳарорати паст бўлган жисмдан ҳарорати юқори бўлган жисмга ўта олмайди (*Клаузиус таърифи*), ёки иккинчи турдаги абадий двигатель бўлиши мумкин эмас (*Томсон таърифи*), яъни бир жисмнинг совиши ҳисобига иссиқликнинг ишга айланиши мумкин бўлган ягона даврий жараён бўлиши мумкин эмас.

Иссиқлик машинасида берилган иссиқлик миқдори ҳисобига иш бажарилади, аммо бунда иссиқликнинг бир қисми албатта холодильникка узатилади. Термодинамиканинги иккинчи асосига мувофиқ 12.4-расмда бўлиши мумкин бўлмаган (а) ва мумкин бўлган (б) даврий жараёнлар схематик усулда кўрсатилган.

Термодинамиканинги иккинчи асосини (қонунини) миқдорий ифодалашга имкон берувчи айрим термодинамик тушунчаларни кўриб чиқамиз.

Агар ҳамма оралиқ ҳолатлар орқали ўтишда 2—1 жараёни амалга ошириш мумкин бўлса, система бошланғич ҳолатига қайт-

ганидан сўнг, унинг атрофидаги жисмларда ҳеч қандай ўзгарish юз бермаса, бу ҳолда 1—2 жараёнга *қайтувчан* жараён дейилади.

Қайтувдан жараён физик абстракция ҳисобланади. Ҳеч бўлма-са атрофдаги жисмларнинг исишига сабаб бўлган ишқаланиш куч-лари мавжуд бўлса-да, ҳамма реал жараёнлар қийтмасдир. Қайтмас жараёнларнинг характерли мисоллари: газнинг бўшлиққа кенгайи-ши, диффузия, иссиқлик алмашинуши ва ҳоказо. Системани даст-лабки ҳолатига қайтариш учун бу ҳодисаларнинг ҳаммасида таш-қи жисмлар иш бажариши лозим.

Системанинг ўзини бошланғич ҳолатига қайтиши жараёни *цикл ёки айланма жараён* дейилади.

Циклнинг графиги берк чизикдан иборат. 12.5-расмда тасвир-ланган цикл *тўғри* бўлиб, у иссиқлик машинасига мос келади, яъни бирор жисмдан — *иссиқлик узатувчидан* (иситкичдан) иссиқлик миқдори оладиган, иш бажариб, бу иссиқлик миқдорининг бир қис-мини бошқа жисмга — *иссиқлик қабул қилувчига* (холодильникка) узатадиган қандайдир бир қурилмага мос келади (12.4-расм).

Бу циклда ишчи модда (газ) мусбат иш бажаради (12.5-расм); газ 1—*a*—2 жараёнда кенгайди, иш мусбат ва сон жиҳатидан 1—*a*—2 эгри чизик остидаги юзга тенг; 2—*b*—1 жараёнда иш манфий (газнинг сиқилиши) ва сон жиҳатидан тегишли эгри чизик остидаги юзга тенг. Бир цикл давомида газ бажарган ишнинг ал-гебраик йиғиндиси умумий ҳолда мусбат ишни беради ва сон жи-ҳатидан 1-*a*-2-*b*-1 берк эгри чизик билан чегараланган юзга тенг.

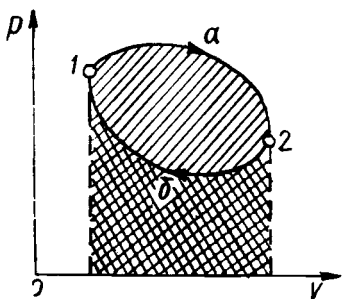
*Тескари цикл** совиткич машинанинг ишига мос келади, яъни иссиқликни совиткичдан тортиб оладиган ва кўп миқдордаги иссиқ-ликни иситкичга узатадиган системага мос келади. Термодинамика-нинг иккинчи қонунидан келиб чиқадики, бу жараён (12.6-расм) ўз-ўзидан ўтмасдан, балки у ташқи кучлар бажарган иш ҳисобига юз беради. Бунда газ манфий иш бажаради: газнинг сиқилиши 2-*a*-1 жараёндаги сиқилиш иши манфий, 1-*b*-2 жараёндаги кенгайиш иш мусбат. Газ бажарган ишни алгебраик қўшиш натижасида газнинг сон жиҳатидан 2-*a*-1-*b*-2 эгри чизик билан чегараланган юзга тенг бўлган манфий ишини ҳосил қиламиз.

Бажарилган ишнинг ишчи модда томонидан иситкичдан олин-ган иссиқлик миқдорига нисбати *иссиқлик машинасининг ёки тўғри циклнинг фойдали иш коэффициенти* дейилади:

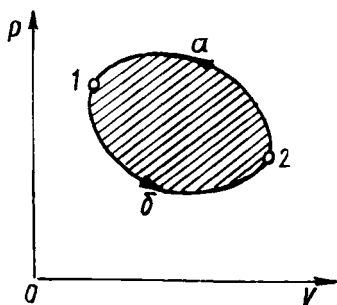
$$\eta = A/Q. \quad (12.8)$$

Иссиқлик машинасининг бажарган иши иссиқлик миқдори ҳи-собига бажарилгани, ишчи моддасининг ички энергияси эса ҳар бир цикл давомида ўзгармагани учун ($\Delta U = 0$) термодинамика-нинг биринчи қонунидан айланма жараёнларда бажарилган иш ис-сиқлик миқдорларининг алгебраик йиғиндисига тенглиги келиб чи-қади:

* Тескари циклни қайтувчан цикл билан чалкаштириб бўлмайди. Қай-тувчан цикл қайтувчан жараёнлардан ташкил топган бўлиб, у ҳам тўғри (иссиқлик машинаси), ҳам тескари (совиткич) бўлиши мумкин.



12.5-расм.



12.6-расм.

$$A = Q_1 + Q_2.$$

Демак

$$\eta = (Q_1 + Q_2)/Q_1. \quad (12.9)$$

Ишчи модда ҳосил қилган Q_1 иссиқлик миқдори мусбат, ишчи модданинг совиткичга берган иссиқлик миқдори Q_2 эса манфий.

Карно циклини кўриб ўтайлик (12.7-расм). У иккита T_1 ва T_2 ($T_1 > T_2$) ҳароратларга мос ҳолдаги 1-2, 3-2 изотермалардан ва иккита 2-3, 4-1 адиабатадан иборат. Бу циклда ишчи модда идеал газ ҳисобланади. Иссиқлик миқдорининг иситкичдан ишчи моддага узатилиши T_1 ҳароратда, ишчи моддadan совиткичга узатилиши эса T_2 ҳароратда рўй беради. Қайтувчан Карно циклининг ФИҚ фақат иситкичнинг ва совиткичнинг ҳароратлари T_1 ва T_2 га боғлиқлигини исботсиз кўрсатамиз:

$$\eta = (T_1 - T_2)/T_1. \quad (12.10)$$

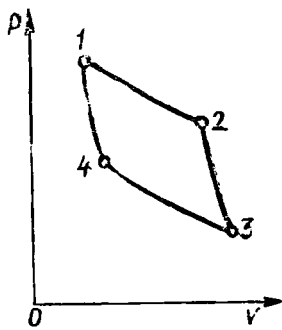
Карно термодинамиканинг иккинчи қонунига асослашиб, қуйидаги қоидаларни исботлади: аynи бир иситкич ва совиткичли иккита изотерма ва иккита адиабатадан иборат цикл бўйича ишловчи ҳамма қайтувчан машиналарнинг ФИҚ бир-бирига тенг бўлиб, ишчи моддага ва цикли бажарувчи машинанинг конструкциясига боғлиқ эмас; қайтмас машинанинг ФИҚ қайтувчан машинанинг ФИҚ дан кичикдир.

Бу қоидаларни (12.9) ва (12.10) га биноан

$$\frac{Q_1 + Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (12.11)$$

кўринишда ёзиш мумкин, бу ерда «—» иш ораси қайтувчан циклга, «—» ишораси эса қайтмас циклга тегишлидир.

Бу ифода иккинчи қонуннинг миқдорий ифодасидир. Параграф бошида келтирилган



12.7-расм.

ҳар иккала ифода сифат жиҳатидан шу иккинчи асоснинг натижа-си эканлигини кўрсатамиз.

Икки жисм орасидаги иссиқлик алмашиниши иш бажарилмас-дан юз беради деб фараз қилайлик, яъни $Q_1 + Q_2 = 0$. У ҳолда [(12.11)га қаранг] $T_1 - T_2 > 0$ ва $T_1 > T_2$, бу эса ўз-ўзича ўтаётган жараёнда иссиқлик ҳарорати юқорироқ бўлган жисмлардан ҳарора-ти пастроқ бўлган жисмга ўтади, деган Клаузиус таърифига мос келади.

Агар иссиқлик машинаси иссиқлик алмашиниши жараёнида олган энергиясини тўла иш бажариш учун сарф қилиб, совиткича энергия узатмаса, у ҳолда $Q_2 = 0$ ва (12.11)дан қуйидаги тенг-ликка эга бўламиз:

$$(1 - T_2/T_1) \leq 1,$$

лекин бундай бўлиши мумкин эмас, чунки T_1 ва T_2 — мусбат. Бу ердан Томсоннинг иккинчи (тур) абадий двигатель бўлиши мумкин эмас, деган таърифи қилиб чиқади. (12.11) ифодани бошқача кўри-нишда ёзамиз:

$$1 + \frac{Q_2}{Q_1} \leq 1 - \frac{T_2}{T_1}; \quad \frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0. \quad (12.12)$$

Ишчи модда томонидан олинган ёки берилган иссиқлик миқдо-рининг, иссиқлик алмашиниш жараёнидаги температурага нисбати *келтирилган иссиқлик миқдори* дейилади.

Шу сабабли (12.12) ни қуйидагича ифодалаш мумкин, бир цикл давомидаги келтирилган иссиқлик миқдорларининг алгебраик йиғиндисини нолдан катта бўлмайди (қайтувчан циклларда нолга тенг, қайтмас циклларда эса нолдан кичик).

Агар системанинг ҳолати Карно цикли бўйича ўзгармасдан, бошқа бирор ихтиёрий цикл бўйича ўзгарса, у ҳолда уни етарлича жуда кичик Карно циклларининг тўплами кўринишида тасаввур этиш мумкин (12.8-расм). У ҳолда (12.12) ифода етарлича кичик бўлган келтирилган иссиқлик миқдорларининг йиғиндисига айла-нади. Бу эса лимитда

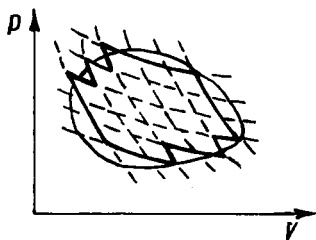
$$\oint \frac{dQ}{T} \leq 0. \quad (12.13)$$

интеграл билан ифодаланади.

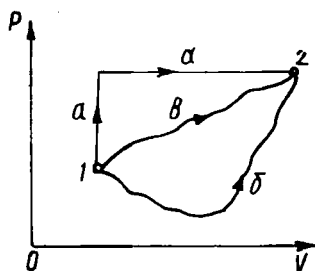
(12.13) ифода ҳар қандай қайтмас (« $<$ » белги) ёки қайтувчан (« $=$ » белги) цикл учун ўринлидир. dQ/T элементар келтирилган иссиқлик интеграл белгисидаги айлана интеграллашни берк контур ёки цикл бўйича олинаётганини кўрсатади.

Икки a ва b жараёндан иборат қайтувчан циклни кўриб чиқа-миз (12.5-расмга қ). Унга қуйидаги тенглик тўғри келади:

$$\oint \frac{dQ}{T} = \int_1^2 \frac{dQ}{T} + \int_2^1 \frac{dQ}{T}.$$



12.8-расм.



12.9-расм.

(12.13) га асосан қайтувчан цикллр учун қуйидагига эга бўламиз:

$$\int_{(a)}^2 \frac{dQ}{T} + \int_1^{(b)} \frac{dQ}{T} = 0.$$

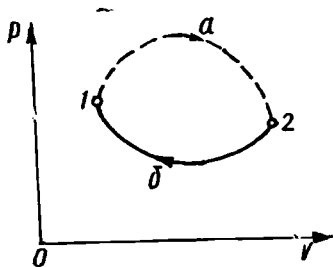
Интеграллаш чегараларини b йўл бўйлаб ўзгартириб, қуйидагига эга бўламиз:

$$\int_{(a)}^2 \frac{dQ}{T} - \int_{(b)}^2 \frac{dQ}{T} = 0, \text{ ёки } \int_{(a)}^2 \frac{dQ}{T} = \int_{(b)}^2 \frac{dQ}{T}. \quad (12.14)$$

Охириги тенглик, системанинг бир ҳолатдан бошқа ҳолатга қайтувчан ўтиши пайтидаги келтирилган иссиқлик миқдорларининг алгебраик йиғиндиси жараёнга боғлиқ бўлмасдан, шу газ массаси учун системанинг бошланғич ва охириги ҳолатлари орқали аниқланишини кўрсатади. 12.9-расмда турли хил қайтувчан жараёнларнинг графиклари (a, b, c) кўрсатилган бўлиб, улар учун бошланғич 1 ҳолат ва охириги 2 ҳолат умумий ҳисобланади. Бу жараёнларда иссиқлик ва иш миқдори турлича, лекин келтирилган иссиқлик миқдорларининг йиғиндиси бир хил бўлар экан.

Жараён ёки кўчишга боғлиқ бўлмаган физик характеристикалар, одатда системанинг вазиятига ёки бошланғич ва охириги ҳолатига мос келувчи бирор функция икки қийматининг айирмаси каби ифодаланади. Масалан, оғирлик кучи ишининг траекторияга боғлиқ эмаслиги бу ишни траекториянинг бошланғич ва охириги нуқталаридаги потенциал энергиялари айирмаси орқали ифодалашга имкон беради: электростатик майдон кучларининг ишни кўчири-лаётган заряднинг кўчиш йўналишига боғлиқ эмаслиги бу ишни заряд кўчири-лаётган бошланғич ва охириги нуқталардаги майдон потенциалларининг айирмаси орқали боғлашга имкон беради.

Қайтувчан жараён учун келтирилган иссиқлик миқдорининг йиғиндисини, система ҳолатининг *энтропияси* деб аталувчи бирор функция икки қийматининг айирмаси каби ифодалаш мумкин:



12.10-расм.

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T} \quad (12.15)$$

бу ерда S_2 ва S_1 — системанинг охириги 2 ва бошлангич 1 ҳолатларига мос келувчи энтропия. Шундай қилиб, энтропия системанинг ҳолат функцияси бўлиб, икки ҳолат учун энтропия қийматларининг айирмаси системанинг бир ҳолатдан бошқа ҳолатга қайтувчан ўтишларидаги келтирилган иссиқлик миқдорларининг йиғиндига тенг.

Агар жараён қайтмас бўлса, у ҳолда (12.15) тенглама бажарилмайди. Айтайлик, қайтувчан 2-б-1 ва қайтмас 1-а-2 жараёнлардан иборат бўлган цикл берилган бўлсин (12.10-расм). Циклнинг бир қисми қайтмас бўлгани сабабли бутун цикл қайтмасдир, шу сабабли (12.13) га асосан қуйидагини ёзамиз:

$$\oint \frac{dQ}{T} < 0 \text{ ёки } \int_1^2 \frac{dQ_{\text{қайтмас}}}{T} + \int_2^1 \frac{dQ_{\text{қайтувчан}}}{T} < 0.$$

$$(12.16) \text{ га мувофиқ } S_1 - S_2 = \int_2^1 \frac{dQ_{\text{қайтувчан}}}{T} \text{ ва у ҳолда (12.16) ўр-}$$

нида қуйидагини оламиз:

$$\int_1^2 \frac{dQ_{\text{қайтмас}}}{T} + S_1 - S_2 < 0 \text{ ёки}$$

$$\Delta S - S_2 - S_1 > \int_1^2 \frac{dQ_{\text{қайтмас}}}{T}. \quad (12.17)$$

Шундай қилиб, қайтмас жараёнда келтирилган иссиқлик миқдорининг йиғиндиси энтропиянинг ўзгаришидан кичик экан. (12.15) ва (12.17) нинг ўнг томонларини бирлаштириб, қуйидагини оламиз:

$$\Delta S \geq \int_1^2 \frac{dQ}{T} \quad (12.18)$$

бу ерда « $=$ » белги қайтувчан жараёнга, « $>$ » белги эса қайтмас жараёнга тааллуқли.

(12.18) муносабат (12.11) га асосан олингани сабабли термодинамиканинг иккинчи асосини ифодалайди.

Энтропиянинг физик моҳиятини аниқлайлик.

(12.15) формула фақат энтропиялар айирмасини беради, энтропиянинг ўзи эса ихтиёрий ўзгармас сон аниқлигида топилади.

$$S = \int \frac{dQ}{T} + S_0. \quad (12.19)$$

Агар система бир ҳолатдан бошқа ҳолатга ўтган бўлса ва бу ўтиш жараёнининг табиатидан қатъий назар (яъни у қайтувчанми ёки қайтмасми) бу ўтиш ҳолатлари орасида юз берувчи ҳар қандай қайтувчан жараёнлар учун энтропиянинг ўзгариши (12.15) формула ёрдамида ҳисобланади. Бу эса энтропия система ҳолатининг функцияси эканлиги билан боғлиқдир.

Икки ҳолат энтропиясининг айирмаси қайтувчан изотермик жараёнда осонгина ҳисобланади:

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T} = \frac{1}{T} \int_1^2 dQ = \frac{Q}{T},$$

бу ерда Q — ўзгармас ҳароратда системанинг 1 ҳолатдан 2 ҳолатга ўтиши жараёнида система томонидан олинган тўлиқ иссиқлик миқдори. Охириги тевглама эриш, буғ ҳосил бўлиши ва ҳоказо жараёнларда энтропиянинг ўзгаришини ҳисоблашда қўлланилади. Бундай ҳолларда Q — *фазовий ўзгаришлар иссиқлиги* бўлади.

Агар жараён изоляцияланган системада юз бераётган бўлса ($dQ = 0$), у ҳолда [қ. (12.18)] қайтувчан жараёнда энтропия ўзгармайди: $S_2 - S_1 = 0$, $S = \text{const}$, қайтмас жараёнда эса энтропия ўзгаради. Бу ҳолни ҳароратлари мос ҳолда T_1 ва T_2 ($T > T_2$) бўлган ва изоляцияланган системани ташкил этувчи икки жисм орасида иссиқлик алмашинуви мисолида кўрсатиш мумкин. Агар унча кўп бўлмаган иссиқлик миқдори dQ биринчи жисмдан иккинчи жисмга ўтса, бу ҳолда биринчи жисмнинг энтропияси $dS_1 = dQ/T_1$ миқдорда камаяди, иккинчи жисмники эса $dS_2 = dQ/T_2$ миқдорда ортади. Лекин иссиқлик миқдори унча катта бўлмаганлиги сабабли биринчи жисмнинг ҳам, иккинчи жисмнинг ҳам ҳарорати ўзгармайди деб ҳисоблаш мумкин. *Система энтропиясининг тўла ўзгариши эса мусбат:*

$$dS = -dS_1 + dS_2 = \frac{dQ}{T_2} - \frac{dQ}{T_1} > 0;$$

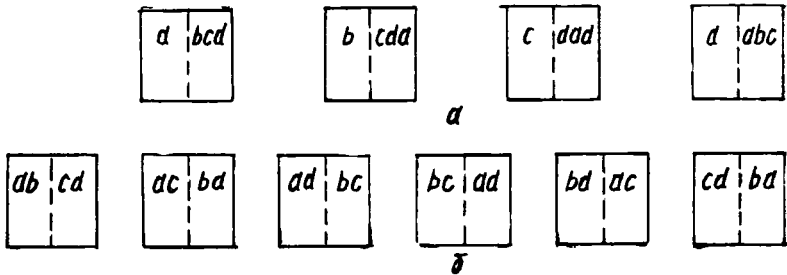
бинобарин, изоляцияланган системанинг энтропияси ортади. Агар бу системада ҳарорати паст бўлган жисмдан ҳарорати юқори бўлган жисмга ўз-ўзидан иссиқлик ўтса, бунда система энтропияси камайган бўлар эди:

$$dS = dS_1 - dS_2 = \frac{dQ}{T_1} - \frac{dQ}{T_2} < 0,$$

бу эса (12.18)га зиддир. Шундай қилиб, изоляцияланган системада энтропиянинг камайишига олиб келадиган жараёнлар ўтиши мумкин эмас (термодинамиканинг иккинчи асоси).

Изоляцияланган системада энтропиянинг ортиб бориши чексиз юз бермайди. Юқорида кўриб ўтилган мисолда вақт ўтиши билан жисмларнинг ҳарорати тенглашади, улар орасида иссиқлик алмашилиши тўхтади ва мувозанатли ҳолат юзага келади (қ. 12.1-§). Бу ҳолатда система параметрлари ўзгаришсиз қолади, энтропия эса ўзининг максимум қийматига эришади.

Молекуляр-кинетик назарияга асосан энтропияни системанинг тартибсиз заррачаларининг ўлчови деб таърифлаш бирмунча қу-



12.11-расм.

лайдир. Масалан, газ ҳажмининг камайишида унинг молекулаларининг бир-бирига нисбатан жойлашиши борган сари аниқ бир йўналишни эгаллаб боради, яъни бу системада тартибли жойлашнинг ортиб боришига мос келади, бу ҳолда энтропия камаяди. Қачонки ўзгармас ҳароратда газ конденсацияланса ёки суюқлик кристалл ҳолатга ўтса, моддадан иссиқлик миқдори ажралиб чиқади ва молекулаларни тартибли жойлашиши бу ҳолда ҳам ортади, энтропия эса камайиб боради.

Системадаги тартибсизлик миқдор жиҳатидан термодинамик эҳтимоллик $W_{\text{тер}}$ орқали характерланади. Унинг мазмунини аниқлаш учун газнинг тўртта заррачаси a, b, c, d дан иборат бўлган системани кўриб чиқамиз (12.11-расм). Бу заррачалар фикран иккита тенг бўлакка бўлинган катакчалардан иборат ҳажмда мавжуд бўлиб, унда эркин кўча олади.

Биринчи ва иккинчи катаклардаги заррачалар сони билан аниқланадиган системанинг ҳолатини макро ҳолат, ҳар бир катакда айнан заррачалардан қайси бири турганлиги билан аниқланадиган системанинг ҳолатини — микроҳолат деб атаймиз. У ҳолда 12.11-а расмдаги макроҳолат битта заррачанинг биринчи катакда ва учта заррачанинг иккинчи катакда мавжуд бўлишидан иборат тўртта микроҳолат орқали амалга оширилади. Ҳар бир катакда тўртта заррачанинг тенг иккитадан бўлиб жойлашишига мос келувчи макроҳолати олтига микроҳолат орқали амалга оширилади (12.11-б расм).

Термодинамик эҳтимоллик деб, заррачалар жойлашиш турларининг сони ёки ушбу макро ҳолатни амалга оширувчи микро ҳолатлар сонига айтилади.

Кўриб ўтилган мисолларнинг биринчисида $W_{\text{тер}} = 4$ ва иккин-

чисида $W_{\text{тер}} = 6$. Кўриниб турибдики, заррачаларнинг катаклар бўйлаб тенг миқдорда (иккитадан) тақсимланишига энг катта термодинамик эҳтимоллик мос келади. Иккинчи томондан, заррачаларнинг тенг миқдорда тақсимланиши энг катта энтропияли мувозанатли ҳолатга жавоб беради. Эҳтимоллик назариясидан маълумки, ўз-ўзига қўйиб берилган система, энг кўп миқдордаги усуллар, энг кўп миқдордаги микроҳолатлар билан амалга оширилувчи макроҳолатга, яъни энг катта термодинамик ҳолатга ўтишга интилади.

Агар газнинг кенгайишига имконият берилса, унинг молекулалари мавжуд бўлган бутун ҳажми бир текисда эгаллашга ҳаракат қилади. Бу жараёнда энтропия эса ошиб боради. Молекулаларнинг берилган ҳажмнинг бир қисмини, масалан, хонанинг ярим ҳажмини эгаллашга интилиши каби тескари жараён кузатилмайди, бу ҳолатга энг кичик энтропия мос келган бўлар эди.

Бундан энтропия билан термодинамик эҳтимоллик орасида боғланиш борлиги тўғрисида хулоса чиқариш мумкин. Л. Больцман энтропиянинг термодинамик эҳтимолликнинг логарифмига пропорционал эканини аниқлади:

$$S = k \ln W_{\text{тер}}, \quad (12.20)$$

бу ерда k — Больцман доимийси.

Термодинамиканинг иккинчиси асоси, масалан, биринчи асосидан ёки Ньютоннинг иккинчи қонунидан фарқли равишда *статистик қонундир*.

Баъзи жараёнлар бўлиши мумкин эмаслиги ҳақидаги иккинчи асоснинг тасдиқланиши аслида уларнинг бўлиши кичик эҳтимолликка эга бўлиб, амалда эса эҳтимолсиз, яъни бўлиши мумкин эмаслигини тасдиқлайди.

Космик масштабларда термодинамиканинг иккинчи асосидан жиддий четлашувлар кузатилади, бутун Коинотга эса оз сонли молекулалардан иборат бўлган системалардаги каби иккинчи асосни қўллаб бўлмайди.

Пировардида яна бир бор қайд қиламизки, агар термодинамиканинг биринчи асоси жараённинг энергетик балансини назарда тутса, иккинчи асоси эса унинг мумкин бўлган йўналишини кўрсатади. Термодинамиканинг иккинчи асоси биринчи асосни айтарли даражада тўлдиргани каби, энтропия ҳам энергия тушунчасини тўлдиради.

12.3-§. ОЛАМНИНГ «ИССИҚЛИК ҲИМИ» НАЗАРИЯСИНИ ТАНҚИД

Клаузиус, ундан сўнг баъзи бир бошқа олимлар ҳам изоляцияланган системада энтропиянинг ортиши тўғрисидаги қонунни бутун оламга татбиқ қилиб, бутун олам энтропияси максимумга интилмоқда, деб тасдиқлай бошладилар. Энтропия максимумга етгач, энергиянинг ҳамма турлари молекуллар-кинетик энергияга айланиб, ҳароратлар, концентрациялар ва шунга ўхшаш параметрлар тенглашиб, биологик жараёнлар тўхтайдди, оламнинг «иссиқлик ҳими» юзага келади.

Оламнинг «иссиқлик ҳими» назарияси юзага келиши биланоқ, табиатшunos олимлар ҳамда файласуфларнинг танқидига учради, улар бу назария физик назария сифатида ҳам, фалсафий концепция сифатида ҳам асоссиз эканини кўрсатишди.

Оламнинг «иссиқлик ўлими» назариясининг дастлабки пайтида физиклар томонидан қилинган ташқидлар ҳозирда тарихий характерга эга бўлиб, улар тўғрисида гапиршнинг ҳолати ҳам йўқ. Ҳозирги тасаввурларга асосан, агар тортишиш кучларининг мавжудлиги ҳисобга олинса, модданинг бир хил ҳароратли бир жинсли тақсимланиши аҳтимоли унча катта эмас ва энтропиянинг максимумига мос келмайди. Коинот барқарор эмас, тортишиш кучлари таъсирида модданинг турли жинслилиги ортади, у кенгайди, галактикалар, юлдузлар, сайёралар пайдо бўлади. Тортишиш кучи иштирокидаги бу табиий жараёнга энтропиянинг ўсиши мос келади.

«Иссиқлик ўлими» назариясидан қуйидагича савол ҳам туғилади: агар олам қачонлардир «иссиқлик ўлими»га келадиган бўлса, нима учун у шу вақтгача унга келмади? Бундан олам абадий мавжуд бўлган эмас, у қачонлардир пайдо бўлган, қачонлардир ўлади деган хулосага келиш мумкин. У ҳолда оламни бирорта илоҳий яратувчиси тўғрисида гап юритишга тўғри келади, бу эса бевосита диний, ғайри-табиий фикрлашларга олиб боради.

Клаузиуснинг реакцияон фикрларини Ф. Энгельс танқид қилди. У Клаузиуснинг иккинчи қондаси олдимизда қай шаклда намоён бўлмасин... унинг фикрича, энергия, миқдор жиҳатидан йўқолмаса, сифат жиҳатидан йўқолади. Ҳаракатнинг йўқолмаслигини сон маъносидагина эмас, балки сифат маъносида ҳам тушуниш керак. Иссиқлик мувозанати бизнинг масштабларимизга кўра жуда катта бўлган Оламнинг чекланган қисмларида ҳосил бўлиши мумкин ва ҳосил бўлиб турмоқда, бироқ «... бизда шундай ишонч борки, материя ўзининг мана шу ҳамма ўзгаришларида абадий материялигача қола беради, унинг атрибутларидан биронтаси ҳам ҳеч вақт йўқолиши мумкин эмас ва шу сабабли материя Ердаги ўз тараққиётининг чўққисини фикрловчи руҳни қачон бўлмасин бир вақт қандай кучли зарурат билан қириб ташласа, у ана шу чўққини қаерда бўлмасин бошқа жойда ва бошқа вақтда худди шундай зарурат билан янгидан вужудга келтириши керак*».

12.4-§. ТЕРМОДИНАМИК ПОТЕНЦИАЛЛАР

Хилма-хил термодинамик масалаларни аналитик усулда ечишда бошқалардан фарқли бўлган функциялардан — термодинамик потенциаллардан фойдаланилади. Термодинамик потенциалларнинг системанинг боғлиқ бўлмаган параметрлари орқали ёзилган ифодасини билган ҳолда термодинамик жараёнларнинг қолган параметрларини ва бошқача характеристикаларини ҳисоблаш мумкин.

Термодинамик потенциаллардан айримларини кўриб ўтайлик.

Термодинамиканинг биринчи қонунини (12.7) формуласига, иш учун ёзилган (12.2) ва қайтувчан жараёндаги иссиқлик миқдори ($dQ = TdS$) ифодасини келтириб қўямиз:

$$dU = TdS - PdV. \quad (13.21)$$

Термодинамиканинг биринчи ва иккинчи қонунларини бирлаштирувчи бу ифода, ички энергиянинг тўлиқ дифференциалини ифода қилади.

Ушбу ҳол учун тўлиқ дифференциалнинг умумий ифодасини ёзамиз [пловалардаги (48) га қ.]:

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_V dS + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_S dV,$$

* Энгельс Ф. Диалектика природы. К. Маркс ва Ф. Энгельс. Тавлашган асарлар. 2-русча нашри, 20-т. 363-бет.

(21.21) ни бу формула билан таққослаб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$T = \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_V, \quad p = -\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_S. \quad (12.22)$$

Шундай қилиб, ички энергиянинг энтропия бўйича олинган хусусий ҳосиласи ҳароратга, ҳажм бўйича тескари ишора билан олинган ҳосиласи эса босимга тенг экан. Ички энергиянинг ўзи термодинамик потенциал ҳисобланади.

Термодинамик потенциалнинг яна бпри *Гельмгольц энергияси* (эркин энергия) ҳисобланади:

$$F = U - TS. \quad (12.23)$$

(12.23) нинг тўлиқ дифференциални топамиз:

$$dF = dU - TdS - SdT. \quad (12.24)$$

dU нинг ифодасидан фойдаланиб [(12.2) га қаранг (12.24) ни алмаштирамиз:

$$dF = TdS - pdV - TdS - SdT = -SdT - pdV. \quad (12.25)$$

Бундан олдинги ҳол каби, T ва V ўзгарувчилар функциясининг тўлиқ дифференциали dF ни ҳисобга олиб, қуйидагини оламиз:

$$-S = \left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V, \quad p = -\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T \quad (12.26)$$

F нинг физик мазмуни (12.25) дан кўришиб турибди, $T = \text{const}$, $dT = 0$ ва $dF = -PdV = dA$ бўлган ҳолда, яъни эркин энергиянинг камайиши, изотермик жараёнда система томонидан бажарилган ишга тенг. Иссиқ қонли организмлар ҳароратни ўзгармас сақлаб тургани учун улар бажарган иш эркин энергиянинг камайиши ҳисобига амалга ошади, деб ҳисоблаш мумкин.

Қуйидагича тузилган яна бпр термодинамик потенциал (Гиббс энергияси) ни кўриб ўтамиз:

$$G = F + PV = U - TS + PV. \quad (12.27)$$

Гиббс энергиясининг дифференциали қуйидагига тенг:

$$dG = dU - TdS - SdT + PdV + VdP. \quad (12.28)$$

(12.21) ни ҳисобга олиб, (12.28) ни қуйидагича ёзамиз:

$$dG = TdS - PdV - TdS - SdT + PdV + VdP = SdT + VdP. \quad (12.29)$$

(12.29) ни тўла дифференциал ифодаси билан таққослаб, қуйидагига эга бўламиз:

$$S = - \left(\frac{\partial G}{\partial T} \right)_p, \quad V = \left(\frac{\partial G}{\partial p} \right)_T. \quad (12.30)$$

Гиббс энергияси изобарик-изотермик шароитларда энтропия ва ҳажми ҳисоблашда қўлланилади.

Система қайтмас изобарик-изотермик жараёнда мувозанатли ҳолатга келсин дейлик. Бу ҳолда [(12.17) га қ.]

$$dQ < TdS \quad (12.31)$$

ва Гиббс энергиясининг дифференциали учун (12.29) ўрнига қуйидаги тенгсизликни оламыз:

$$dG < -SdT + Vdp. \quad (12.32)$$

$dT = 0$ ва $dp = 0$ бўлгани сабабли (12.32)дан қуйидагига эга бўламиз:

$$dG < 0.$$

Гиббс энергиясининг бундай камайиб бориши, токи мувозанатли ҳолат қарор топгунча ва Гиббс энергиясининг ўзгариши нолга тенг ($dG = 0$) бўлиб қолгунча юз беради. Шундай қилиб, термодинамик мувозанатсиз изобарик-изотермик жараёнида Гиббс энергияси камайиб боради ва термодинамик мувозанатли ҳолатда у минимумга эга.

Термодинамик мувозанат ҳолатида бошқа термодинамик потенциаллар (U , F ва бошқалар) ҳам ўзларини худди шунга ўхшаш намоён қилади. Масалан, Гельмгольц энергияси системанинг мувозанатли ҳолатга яқинлашиб боришида камайиб боради ва ўзгармас ҳажмли изотермик системада $dT = 0$ ва $dp = 0$ бўлган мувозанатли ҳолатда минимумга эга:

12.5-§. ЗАРРАЧАЛАР СОНИ ЎЗГАРИШ ТУРУВЧИ СИСТЕМАЛАР. ХИМИЯВИЙ ВА ЭЛЕКТРОХИМИЯВИЙ ПОТЕНЦИАЛЛАР

Юқорида баён қилинганлар системадаги модда миқдорини ўзгармас қолган мисолга тааллуқли эди. Аммо термодинамикада заррачалар сони ўзгарадиган системалар ҳам ўрганилади. Бундай ҳолда система ички энергиясининг ўзгариши фақат иссиқлик алмашиши ($dQ = TdS$) ва иш бажариши ($dA = PdV$) билан эмас, балки эмас, балки системадаги заррачалар сонининг ўзгариши билан ҳам боғлиқдир. Шу сабабли (12.21) тенглама ўрнига қуйидагини ёзиш лозим бўлади:

$$dU = TdS - PdV + \mu dN. \quad (12.33)$$

Бу ерда dN — системадаги заррачалар сонининг ўзгариши, μ эса химиявий потенциал деб аталадиган коэффициент. Агар Гельмгольц ва Гиббс энергияларининг ўрнига ички энергия тўлиқ дифференциалининг (12.21) кўринишидагисини эмас, балки (12.33) кўри-

нишидаги ёзувини қўйсак, уларга мос ҳолдаги қуйидаги тенгламаларни оламиз:

$$dF = -SdT - PdV + \mu dN, \quad (12.34)$$

$$dG = -SdT + VdP + \mu dN, \quad (12.35)$$

(12.33), (12.34) ва (12.35) дан мос ҳолдаги ҳар бир (S, V) , (T, V) ва (T, P) жуфт доимий параметрларда қуйидагига эга бўламиз:

$$\mu = \left(\frac{\partial U}{\partial N}\right)_{S, V} = \left(\frac{\partial F}{\partial N}\right)_{T, V} = \left(\frac{\partial G}{\partial N}\right)_{T, P},$$

яъни химиявий потенциал тегишли жараёнда ҳар бир заррачага тўғри келувчи термодинамик потенциалнинг ўзгаришига тенг экан.

Химиявий потенциал (12.33) га ва ундан кейинги формулаларга киритилган бўлиб, бир хил тонфадаги заррачалар (молекулалар) учундир. Агар термодинамик система k та турлича навли молекулалардан ташкил топган бўлса, термодинамик потенциалнинг тўла дифференциалли ифодасига йигинди белгиси қўйилади:

$$\sum_{i=1}^k \mu_i dN_i, \quad (12.36)$$

бу ерда μ_i — i та молекула учун химиявий потенциал, dN_i эса уларнинг сони. Шунинг айтиб ўтиш керакки, химиявий потенциал термодинамик потенциал бўла олмайди, у босим, ҳарорат ва энтропия каби *системанинг параметри* дейилади. У ҳар қандай параметр каби бошқа параметрларнинг функцияси ҳисобланади, масалан,

$$\mu = \mu(T, V, N).$$

Идеал газлар ва идеал эритмаларда, яъни i компонентли молекулаларнинг бир-бири билан ўзаро таъсири ҳисобга олинмайдиган системаларда химиявий потенциалнинг қуйидаги ифодаси қўлланилади:

$$\mu_i = \mu_{0i} + RT \ln \frac{N_i}{N}. \quad (12.37)$$

(12.37) формула бир моль модда учун ёзилган. Бу ерда N_i — i компонентдаги молекулалар (заррачалар) сони; N — ҳамма заррачалар сони, $N = \sum_{i=1}^k N_i$; μ_{0i} — соф ҳолдаги компонентнинг химия потенциалли ($N_i = N$ бўлганда $\mu_{0i} = \mu_i$). Амалда (12.37) формула реал системалар учун ҳам фойдаланилади.

Агар заррачалар зарядланган бўлиб (ионлар, электронлар), система электр майдонида бўлса, у ҳолда химиявий потенциал ўрнида электрохимиявий потенциал μ_i дан фойдаланилади:

$$\mu_i = \mu_i + Z_i F \varphi, \quad (12.38)$$

бу ерда μ_i — электр майдони бўлмаган ҳолда, ушбу i навли заррачаларнинг химиявий потенциали [(12.37) га қ]:

Z_i — ишораларини ҳисобга олган ҳолдаги зарядлар сони; F — фарадей доимийси; φ — электрохимиявий потенциал. Системанинг бир асосида i компонента электрохимиявий потенциалининг ўзгариши учун қуйидаги ифодани ёзамиз:

$$\Delta \tilde{\mu}_i = \Delta \mu_{i0} + RT \ln \frac{N_{2i}}{N_{1i}} + Z_i F (\varphi_2 - \varphi_1) \quad (12.39)$$

бу ерда 1 ва 2 индекслар турли термодинамик системанинг ҳолатларига тегишлидир.

Электрохимиявий потенциал химиявий потенциал каби энергиявий маънога эга. (12.39) формуладаги ҳар бир ҳаднинг аҳамиятини шу асосда тушунтирамиз.

(12.39) даги биринчи қўшилувчи бир ҳолатдан бошқа ҳолатга ўтишда бир моль компонентада химиявий ўзгаришни юзага келтириш учун бажарилиши лозим ишга мос келади.

Берилган ҳажмда $N_{2i}/N_{1i} = C_{2i}/C_{1i}$ эканлини ҳисобга олиб (бу ерда C_{1i} ва C_{2i}) — системанинг 1 ва 2 ҳолатларига мос келувчи эритманинг моляр концентрациялари), иккинчи қўшилувчинини бошқача кўришида ифодаalayмиз:

$$RT \ln \frac{N_{2i}}{N_{1i}} = RT \ln \frac{c_{2i}}{c_{1i}} \quad (12.40)$$

(бир молнинг моляр концентрацияси C_{1i} дан C_{2i} га ўзгаришида бажарилган иш).

Учинчи қўшилувчи бир моль ионлар ҳолатининг ўзгаришида электр майдон кучларига қарши бажарилган ишга мос келади.

12.6-§. СТАЦИОНАР ҲОЛАТ. ЭНТРОПИЯ ҲОСИЛ ҚИЛИШНИНГ МИНИМУМИ ПРИНЦИПИ

Юқорида баён қилинган термодинамик масалалар асосан мувозанатли жараёнларга ёки мувозанатли ҳолатга олиб келадиган жараёнларга тааллуқли. Бундай чекланишлар, термодинамик жараёнларнинг изоляцияланган системаларда ўрганилишига сабаб бўлганини тушунтиришга имкон берди.

Аmmo табиатда ва техникада реал жараёнлар ва ҳолатлар мувозанатсиз ҳисобланади. Кўпгина системалар эса очиқ системалардир. Бу жараёнлар ва системалар мувозанатсиз ҳолатлар термодинамикасида кўриб ўтилади.

Мувозанатли термодинамикада энг асосий ҳолат мувозанатли ҳолат бўлгани каби мувозанатсиз термодинамикада эса асосий ролни стационар ҳолат ўйнайди.

Стационар ҳолатда системада юз берадиган қайтмас жараёнлар (диффузия, пссиклик ўтказувчанлик ва бошқалар) энтропияни орт-

тиришига қарамай, система энтропияси ўзгаришсиз қолади. Бу қарама-қаршиликни қандай тушунса бўлади?

Система энтропияси ўзгариши ΔS ни иккита қўшилувчи кўринишида ифодалаймиз:

$$\Delta S = \Delta S_i + \Delta S_e, \quad (12.41)$$

бу ерда ΔS_i — системадаги қайтмас жараёнлар билан боғлиқ бўлган энтропиянинг ўзгариши; ΔS_e — системани ташқи муҳит жисмлари (система орқали ўтувчи оқимлар) билан таъсирлашуви туфайли юзага келган энтропиянинг ўзгариши.

Жараёнларнинг қайтмаслиги $\Delta S_i > 0$, ҳолатининг стацонарлиги эса $\Delta S = 0$ га олиб келади; демак $\Delta S_e : \Delta S - \Delta S_i < 0$ бўлади. Бу системага ўтаётган маҳсулотдаги (модда ва энергия) энтропия системадан чиқаётган маҳсулотдаги энтропиядан кичик эканлигини билдиради.

Айтиб ўтилганидек, мувозанатли ҳолатда энтропия максимал, Гиббс энергияси эса минимал бўлади. И. Пригожин ҳам стацонар ҳолат учун энтропиянинг минимум ҳосил бўлиш принципини таърифлаб, айрим функцияларнинг экстремал қийматларини кўрсатди. Системанинг стацонар ҳолатидан системанинг мувозанатли ҳолатга қайтишига тўсқинлик қилувчи ташқи муҳит шароитларининг маълумотларига қараб қайтмас жараёнлар оқибатида системанинг стацонар ҳолатидаги энтропиянинг пайдо бўлиш тезлиги минимумга эга бўлади ($dS_i/dt > 0$ ва минимал).

Пригожин принципига мувофиқ, системанинг стацонар ҳолатида ички мувозанатсиз ҳолатлар (диффузия, иссиқлик ўтказувчанлик, химиявий реакциялар ва бошқалар) шундай ўтадики, энтропиянинг ҳар бир секунддаги ўзгариши минимумга эга бўлади. Бу эса система ички қайтмас жараёнлар ҳисобига стацонар ҳолатидан чиқини имёниятига эга эмаслигини билдиради. Шундай қилиб, агар системанинг унча катта бўлмаган четланишлари (флуктуацияси) юз берсада, ички жараёнларнинг dS_i/dt ни камайтиришга интилиши системани яна ўз ҳолатига қайтаради.

Шуни айтиб ўтиш лозимки, ҳамма баён этилганлар, шу қаторда Пригожин принципи ҳам берилган ва ўзгармайдиган ташқи муҳит шароитлари учун тўғридир. Ташқа таъсирнинг ўзгаришида (системага кىрувчи ва системадан чиқувчи оқимлар) янги ташқи шароитлар вақт давомида сақланиб турсагина система бир стацонар ҳолатдан кетади ва бошқасига ўтади.

Биологик системаларда стацонар ҳолатлар орасидаги ўтишларга нерв импульсининг генерациясини, мускул қисқаришларини ва ҳоказоларни мисол қилиб олиш мумкин.

Стацонар ҳолатда системанинг термодинамик потенциали ўзгармайди. Биологик мембранадаги электр кучланиши билан унинг икки томондаги ионлар концентрацияси орасидаги боғланишни амалга ошириш учун Гиббс энергиясининг доимийлик шартидан фойдаланамиз.

Агар $\Delta G = 0$ бўлса, (12.35) дан ва (12.36) ни ҳисобга олган

ҳолда ўзгармас ҳарорат ва босим учун ($dT=0$ ва $dP=0$) қуйида-
гини ёзамиз:

$$\sum_{i=1}^k \mu_i dN_i = 0, \quad (12.42)$$

ёки $\mu_1 dN_1 + \mu_2 dN_2 + \dots = 0$.

Хусусий ҳолда, агар dN та заррачалар системанинг химиявий потенциалли μ_1 бўлган қисмидан химиявий потенциалли μ_2 бўлган система қисмига ўтса, у ҳолда

$$\mu_1 dN_1 + \mu_2 dN_2 = 0$$

ёки $dN_1 = dN_2$, $\mu_1 = \mu_2$ бўлгани сабабли

$$\Delta\mu = 0. \quad (12.43)$$

Агар поплар электр майдони мавжудлигида кўчирилса, у ҳолда (12.43) ўрнига электрохимиявий потенциал тенгласини ёзиш лозим:

$$= \mu_2 - \Delta \mu = 0. \quad (12.44)$$

(12.43) ва (12.44) тенгламаларни мувозанатли ва стационар ҳолатлар шартини деб қараш мумкин.

(12.44) даги шартни системанинг қисмлари орасида ўтказмай-диган тўсиқ бўлмаган қисмларига нисбатангина қўллаш мумкин. Масалан, агар мембрана орқали ионларнинг ўтиши аниқ бўлиб, система бутунча мувозанатли ҳолатда ёки стационар ҳолатда бўлишига шунинч бўлса, биологик мембраналар учун (12.44) ни ёзиш мумкин.

Масалан, маълумки, K^+ ионлари биологик мембрана орқали ўтади ва уларнинг концентрацияси ҳужайра ичида $[K^+]_i$ ва ташқарисда эса $[K^+]_o$, яъни турличадир*. Шу сабабли стационар ҳолатда ушбу ионларга (12.44) шартини қўллаш мумкин. Бунини (12.38) ни қўлланиш билан бажарамиз: $Z=1$ бўлгани сабабли

$$RT \ln \frac{[K^+]_i}{[K^+]_o} + F(\varphi_i - \varphi_o) = 0, \quad (12.45)$$

Бу ерда φ_i ва φ_o мос ҳолда ҳужайра ичида ва ташқарисдаги потенциал. (12.45) тенгламадан белгилаш орқали $\varphi_m = \varphi_i - \varphi_o$ Нернст тенгласини ҳосил қиламиз:

$$\varphi_m = - \frac{RT}{F} \ln \frac{[K^+]_i}{[K^+]_o}, \quad (12.46)$$

бу ерда φ_m — Нернст потенциалли.

* Бу ерда i — inside дан ташкил топган бўлиб, ички демакдир: уни i -компонентадан фарқлаш лозим.

Маълумки, бақа мускули тўқимасининг ҳужайраси ичидаги калий ионлари концентрацияларининг нисбати $[K^+]_i/[K^+]_o=48$. Бу Бу ифодани Нернст тенгламаси (12.46)га қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$\varphi_m = - \frac{8,3 \cdot 300}{96 \cdot 500} \ln 48 = - 98 \text{ мВ.}$$

Кўрниб турибдики, ҳужайра ички қисмидаги потенциал, ташқи қисмидаги потенциалга нисбатан манфий экан. Шу сабабли мембранада потенциаллар айирмаси юзага келади. Бу масалалар янада кенгроқ 13-бобда кўрилган.

12.7-§. ОРГАНИЗМ ОЧИҚ СИСТЕМА СИФАТИДА

Термодинамиканинг дастлабки тараққиёти саноат ишлаб чиқариши талабларини қондириш ва уни ривожлантириш билан боғлиқ бўлган. Бу даврда (XIX аср) асосий ютуқлар идеаллаштирилган: мувозанатли ва қайтувчан жараёнларга мослаб қонунларни аниқ ифода қилиш, цикллار методини ва термодинамик потенциалларни тадқиқ қилишни ўз ичига олган эди.

Биологик системалар термодинамикаси бу даврда ривожланмаган эди. Бу борадаги ёрқин истиснолардан бири Майер ишидир. У тропик иқлим шароитида ишловчи матросларнинг вена қони рангига қараб энергиянинг сақланиш қонунини (термодинамиканинг биринчи қонуни) қўллаш мақсадга мувофиқлигини таърифлаб берди.

Термодинамиканинг биринчи қонуни энергиянинг сақланиш қонуни каби шунчалик ҳаммабопки, унинг биологик системаларда қўлланилини бу ерда кўрилмайдди, чунки бундан ташқари нормал физиология курсида «Модда ва энергия алмашинуви. Озиқланиш, Терморегуляция» каби темалар ўрганилади, 27.5-§ эса иссиқлик нурланиш туфайли одамнинг атроф муҳит билан иссиқлик алмашиниши анализ қилинади. Термодинамиканинг иккинчи асоси (энтропия) ва биологик системалар билан боғлиқ бўлган айрим масалаларни кўриб чиқиш янада муҳимдир.

Биологик объектлар очиқ термодинамик системалар ҳисобланади. Улар атроф муҳит билан модда, ҳам энергия алмашинади.

Умумий ҳолда айтилганда, тирик организм стационар ҳолатда бўлмайдиган ривожланувчи системадир. Аммо одатда қандайдир унча катта бўлмаган вақт оралигида биологик системалар ҳолатини стационар ҳолат деб қабул қилинади.

Айрим масалаларни шундай фараз қилиш асосида кўриб ўтайлик. Организм — стационар системаси учун $dS = 0$, $S = \text{const}$, $dS_i > 0$, $dS_e < 0$ (12.6-§ га) деб ёзиш мумкин. Бу ифодалар катта энтропия озиқланиш маҳсулотида эмас, балки ажралиб чиқаётган маҳсулотда эканлигини билдиради. Организм — атроф муҳит энтропияси изоляцияланган системалардаги каби ортпб боради, аммо

бунда организмнинг энтропияси ўзгармас сақланиб қолади. Энтропия система тартибсизлигининг ўлчовидир (қ. 12.2-§), шу сабабли организмнинг тартиблилиги атроф муҳит тартиблилигининг камайиши ҳисобига сақланади, деган хулоса чиқариш мумкин.

Айрим касалликлар ҳолатларида биологик системалар энтропияси ошиши мумкин ($dS > 0$), бу стационар ҳолатнинг бўлмаслиги тартибсизлиkning йўқлиги билан боғлиқ. Масалан, рак касалликларида ҳужайраларнинг тартибсиз равишда кўпайиб кетиши юз беради. (12.41) формулани қайтадан ўзгартириб,

$$\frac{dS}{dt} = \frac{dS_i}{dt} + \frac{dS_e}{dt}$$

кўринишда ёки стационар ҳолат учун ($S = \text{const}, ds/dt = 0$)

$$\frac{dS_i}{dt} = - \frac{dS_e}{dt} \quad (12.47)$$

кўринишда ёзиш мумкин.

(12.47) дан кўришиб турибдики, организмнинг одатдагидек ҳолатида ички жараёнлар ҳисобига юз берадиган энтропиянинг ўзгариш тезлиги, модда алмашинуви ва атроф муҳит билан энергия алмашинуви туфайли бўладиган манфий қийматли энтропиянинг ўзгариш тезлигига тенг.

*Пригожин принципи*га мувофиқ $dS_i/dt > 0$ ва минималдир;

худди шунингдек [қ. (12.42)] $\left| -\frac{dS_i}{dt} \right|$ ҳам минимал қийматга эга бўлади.

Бундан шундай хулоса чиқариш мумкин: атроф муҳит энтропиясининг ўзгариши организмнинг стационар ҳолати сақланиб қолган ҳолда ҳам минимумга эга.

Тирик системалар (ҳужайра, аъзолар, организм) ишлаб туришининг асоси — диффузион жараёнлар биохимик реакциялар, осмотик ҳодисаларнинг ва ҳоказо шунга ўхшашларнинг юз бериш шароитида стационар ҳолатни қувватлаб туришдан иборат.

Ташқи муҳит шароитларининг ўзгаришида организмдаги жараёнлар шундай ривожланадики, унинг ҳолати аввалгидек стационар ҳолат бўлмайди.

Организм ва биологик структураларнинг ташқи муҳит шароитларига мослашувининг (адаптация) айрим термодинамик мезонини кўрсатиш мумкин. Агар ташқи шароит ўзгарса (ҳароратнинг ошиши ёки камайиши, намликнинг ўзгариши атрофни ўраб турган ҳаво таркибининг ўзгариши ва ҳоказо), лекин организм (ҳужайра) стационар ҳолатни қувватлаб туриш қобилиятига эга бўлгани туфайли организм бу ўзгаришларга мослашади ва яшайди.

Агар организм ташқи муҳит шароитларининг ўзгаришида стационар ҳолатини сақлаш имкониятига эга бўлмаса, бу ҳолатдан четлашса, бу унинг ўлимига олиб келади, чунки организм бу вазиятга мослаша олмайди, яъни шароитнинг ўзгаришига мос ҳолда, нисбатан тезлик билан стационар ҳолатга келолмайди.

Охирида шуни айтиш лозимки, ушбу параграфда келтирилган мулоҳазалар, организм — мувозанат ҳолатидан унча фарқ қилмайдиган стационар системадир, дейилган тушунчага асосланади. Бу ҳодисалар учун Пригожин принципи тўғри келади. Тирик организмлар эса мувозанатли ҳолатдан йироқ тургани сабабли қилган фаразлар доирасида, хусусан, ҳужайранинг ўсishi ва янги структуранинг пайдо бўлишини тушунтириш мумкин эмас. Кучли мувозанатсиз системалар учун Пригожин — Глансдорф принципини ҳисобга олиш зарур, чунки бу принцинга асосан энтропия ҳосил бўлиши тезлиги камайиб боради.

Мувозанатсиз термодинамика бу бўлимда синергетика билан туташиб кетади, аммо бунга ўхшаш масалаларни кўриб чиқиш ушбу курс доирасига кирмайди.

12.8-§. ТЕРМОМЕТРИЯ ВА КАЛОРИМЕТРИЯ

Ҳароратни аниқ ўлчаш — пилмий-тадқиқот ва техник ишларнинг, шу билан бир қаторда тиббий диагностика ва биологиянинг ажралмас қисмидир.

Маълум ҳароратлар диапазони жуда кенг. Ҳозирги пайтгача ҳосил қилинган энг паст температура $2 \cdot 10^{-5} \text{K}$ га яқин. Эришилган ҳароратларнинг юқори чегараси ҳеч нима билан чекланмаган. Ер шароитида энг юқори ҳароратга водород бомбасининг портлашида эришилган бўлиб, у тахминан 10^8K га тенг. Спектроскопик маълумотларга асосан юлдузлар бағрда ҳарорат 10^9K ва ундан ҳам юқори бўлиши мумкин.

Биологик системалар ўзининг ишлаб туриш имкониятини сақлаган ҳолда, жуда қисқа ёки узоқ муддатда бўлиш мумкин бўлган ва уни ўраб турган атроф муҳитнинг ҳароратлар интервали анча қисқа. Бу ҳароратлар диапазони унча катта эмас, тирик организмларнинг актив иш фаолияти ҳолатида тахминан 0 дан то 90°C гача бўлади.

Кенг диапазондаги ҳароратларни олиш ва ўлчаш усуллари турличадир. Ҳароратларни ўлчаш усуллари ва у билан боғлиқ бўлган масалаларни ўрганувчи физиканинг амалий соҳасига *термометрия* дейилади.

Маълумки, ҳарорат бевосита ўлчаниши мумкин эмас. Уни аниқлаш учун ҳарорат шкаласини белгилаб олиш: термометрик моддани ва ҳарорат билан боғланувчи физик хоссани (термометрик хоссани) тавлаш, саноқ боши нуқтасини ва ҳарорат бирлиги ҳақида келишиб олиш лозим. Бунинг учун одатда иккита фазавий ўтишларга, масалан, маълум ташқи шароитларда музнинг эришига ва сувнинг қайнашига мос бўлган асосий ҳароратлар (репер нуқталарини) тавланади. Бу нуқталар орасидаги шкала қисми асосий интервал деб аталади. Ҳисоблашнинг боши деб репер нуқталаридан бири (масалан, 0°C — музнинг эриш ҳарорати) қабул қилинади. Ҳарорат бирлиги қилиб асосий интервал улуши олинади. Жумладан, Цельсий шкаласида 1 градус асосий интервалнинг 0,01 қисмини ташкил этади.

Ҳароратлар шкаласи термометрик хоссаси ёки моддаси бўйича

фарқ қилади. Бир-биридан айтарли даражада фарқ қилувчи жуда кўп шкалаларни тузиш мумкин, лекин хоссаларининг ҳеч бири ҳарорат билан қатъиян чизиқли боғланишда бўлмайдн ва бундан ташқари модданинг табиати билан белгиланади.

Барча эмперик шкалаларнинг камчилиги уларнинг термометрик модда хоссаларига боғлиқлигидадир. Хоссалари ва моддаси билан боғлиқ бўлмаган шкала фақат термодинамиканинг иккинчи қонунига асосан қурилган ва *абсолют термодинамик ҳароратлар шкаласи* деб аталади. Унинг репер нуқтаси қилиб сувнинг учланма нуқтаси 273,16 К қабул қилинган. Бу шкала Карно цикли ёрдамида аниқланади. Бу циклдаги музнинг эриш ҳарорати T_0 ва сувнинг қайнаш ҳарорати T га мос ҳолидаги изотермик жараёнда Q_0 ва Q иссиқлик миқдорини ўлчаб, қуйидагини топиш мумкин:

$$T_s / T_0 = Q_s / Q_0.$$

Ихтиёрий ҳарорат учун шунга ўхшаш

$$T / T_0 = Q_s / Q_0$$

тенгламани ёзиш мумкин. Бу ерда Q — системага T ҳароратдаги изотермик жараёнда берилган иссиқлик миқдори. Бу йўсида жорий этилган ҳароратни *термодинамик ҳарорат* дейилади.

Термодинамик ҳарорат бирлиги кельвин (K) ҳисобланади, у сув учланма нуқтаси термодинамик ҳароратининг $1/273,16$ улушига тенг. Кельвин температура интервал бирлиги сифатида, абсолют ноль билан сувнинг учлама нуқтаси орасидаги термодинамик ҳарорат интервалининг $1/273,16$ қисмини олди.

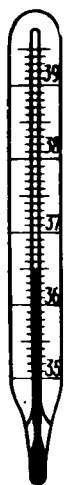
Исталган эмперик шкала шу модда термометрик хоссасининг ҳароратга боғланишини ҳисобга олувчи тузатмалар киритиш воситаси билан абсолют термодинамика шкаласига айлантирилади.

Ҳарорат қиймати термометрик модда бирор хоссасининг катталиги бўйича белгилангани учун уни ўлчаши ҳажм, босим, электрик, механик, оптик, магнит ва шунга ўхшаш физик параметрларни ўлчашдан иборат. Ҳароратни ўлчаш усулларининг хилма-хил бўлиши, бунда фойдаланувчи термометрик модда ва хоссалар сонининг кўпчилиги билан боғлиқдир.

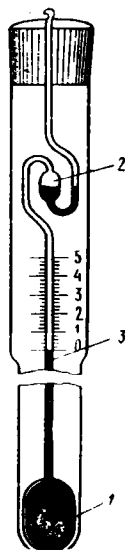
Термометр ҳароратни ўлчайдиган қурплма бўлиб — термометрик хоссани амалга оширувчи сезгир элементдан (дилатометр, манометр, гальванометр, потенциометр ва ҳоказодан) иборат. Ҳароратни ўлчашдаги зарур шарт ҳарорати ўлчанаётган жисм билан сезгир элемент орасида иссиқлик мувозанатининг юзага келишидир.

Ўлчанадиган ҳароратлар оралигига қараб энг кўп тарқалган термометрларга суюқликли, газли термометрлар, *қаршилик термометри*, *термометр каби ишлайдиган терморара* ва *пирометрлар* киряди.

Суюқликни термометрларда ҳажм-термометрик характеристика бўлиб ҳисобланади, суюқликли (идиш одатда симобли ва спиртли) эса сезгир элемент бўлиб ҳисобланади. Пирометрларда термометрик хосса сифатида нурланиш интенсивлигидан фойдаланилади. Пиро-



12.12-расм.

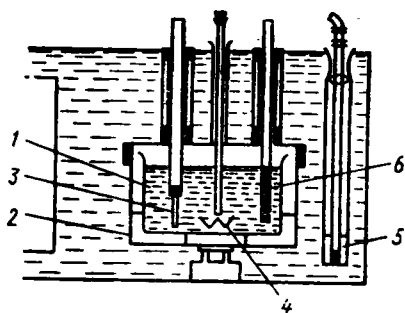


12.13-расм.

метрларнинг бошқа термометрлардан принципал фарқи шундаки, уларнинг сезгир элементлари жисм билан бевосита контактда бўлмайди. Пирометрлардан исталганча юқори ҳароратларни ўлчашда қўлланилади.

Ўта паст ҳароратларни ўлчашда термометрик модда сифатида парамагнетиклардан, ўлчаш хоссаси сифатида эса уларнинг магнитланishнинг температурага боғланishiдан фойдаланилади.

Медицинада шлатилувчи симобли термометр максимал ҳароратни кўрсатади, шу сабабли у максимал термометр деб аталади. Ундаги бу хусусият унинг тузилишига боғлиқ: симобли резервуар даражаланган капиллярдан қилсимон даражада торайтирилган қисми билан ажратилган бўлиб, бу торайганлик термометр совуган вақтда симобнинг резервуарга қайтишига имкон бермайди (12.2-расм). Узоқ вақт қузатиловчи паст температураларни кўрсатувчи минимал термометрлар ҳам мавжуд. Кичик интервалдаги ҳароратлар қийматини юқори аниқликда ўлчаш учун метастатик термометрлардан (12.13-расм) фойдаланилади. Бундай термометрлар суюқликли (одатда симобли) катта резервуар 1 дан ва узун ингичка капилляр 3 дан иборат бўлади 1 резервуардаги симоб массаси ўзгарувчан бўлиб, унинг қисми 2 резервуарга қўйилши мумкин, бунинг натижасида шкаланинг ноль (0) белгиси ўлчанувчи ҳароратлар интервалининг пастки чегараси қилиб олинади. Бундай термометр даражасининг қиймати $0,01^{\circ}$ га тенг. Ҳисоблаш интервали ҳаммаси бўлиб 5° ни ташкил этади, лекин у ҳар хил ҳароратлар атрофида олиниши мумкин. Турли физик, химиявий ва биологик жараёнларда ажралиб чиқадиган ёки ютиладиган иссиқлик миқдорини ўлчаш учун калориметрия деб аталадиган бир қатор усул-



12.14-расм.

лардан фойдаланилади, бу методлар тўпламига *калориметрия** дейилади.

Калориметрик усул ёрдамида жисмларнинг иссиқлик сифими, фазовий айланишлар вақтида иссиқлик миқдори, эрувчанлик, ҳўллаш, адсорбция, химиявий реакция туфайли ҳосил бўлган иссиқлик, нурланиш энергияси, радиоактив парчаланиш ва шу кабилар ўлчанади.

Шунга ўхшаш ўлчашлар калориметр ёрдамида амалга оширилади. Шу асбобларни икки турга ажратиш мумкин: улардаги иссиқлик миқдорини температурасининг ўзгаришига қараб аниқлайдиган калориметрлар ва температураси ўзгармас бўлиб, иссиқлик миқдори бошқа фазовий ҳолатга ўтган (масалан, эриётган қаттиқ жисм) модда миқдори бўйича аниқлайдиган калориметрлар.

Амалда қўлланиладиган кўпчилик калориметрлар биринчи турга тегишлидир. Бундай ҳолларда калориметр — текширилувчи модда системаси томонидан олинган иссиқлик миқдорини қуйидаги формула ёрдамида топиш мумкин:

$$Q = c_x \Delta T,$$

бу ерда c_x — калориметрик системанинг солиштирма иссиқлик сифими, ΔT — унинг атрофдаги жисмлар билан иссиқлик алмашилиши бўлмаганда кузатилиши мумкин бўлган ҳароратнинг ўзгариши, ΔT ни аниқлаш учун тажрибада ўлчанган ҳароратнинг ўзгаришига атроф муҳит билан иссиқлик алмашилишини ҳисобга олувчи тузатма киритиш лозим. Бу муносабатда ҳамма «калориметрларни адиабатик ва изотермик қобиқли калориметрларга ажратиш мумкин. Изотермик ёки адиабатик шароитни сақлаб туриш учун калориметр ҳарорат регулятори билан таъминланади, улар сифатида кўпинча контактли термометрлардан, шунингдек қаршилиқ термометрлари ва дифференциал термометрлардан фойдаланилади.

12.14-расмда энг оддий суюқликли калориметрнинг схемаси келтирилган: 1 — калориметрик идиш; 2 — цилиндрик идиш-қобиқ; 3 — испиткич; 4 ва 5 — аралаштиргич; 6 — термометр.

Калориметрлар яна термостатлар вазифасини ҳам бажариши мумкин.

* Ҳаётий фаолият кузатиладиган жараёнларда иссиқлик эффектлари кузатиладиган методлар группаси ҳам, биокалориметрия дейилиб, унга мос ҳолдаги асбоблар эса биокалориметрлар дейилади.

12.9-§. ДАВОЛАШ УЧУН ҚУЛЛАНИЛАДИГАН ИСИТИЛГАН ВА СОВУҚ МУҲИТЛАРНИНГ ФИЗИК ХОССАЛАРИ

Тиббиётда айрим жойларни иситиш ёки совутиш мақсадларида иситилган ёки совутилган жисмлардан фойдаланилади.

Одатда бунинг учун нисбатан имкон бўлган муҳитлар танланади, бунда улардан баъзилари фойдали бўлган механик ва химиявий таъсир кўрсатиши мумкин.

Бундай муҳитларнинг физик хоссалари уларнинг қандай мақсадда ишлатилишига қараб белгиланади. Биринчидан, нисбатан узоқ вақт давомида керакли эффект ҳосил қилинадиган бўлиши шарт. Шунинг учун ишлатилувчи муҳитлар катта иссиқлик сиғими (сув, балчиқ) ёки фазовий ўтиш солиштирма иссиқлигига (парафин, муз) эга бўлишлари керак. Иккинчидан, бевосита тери устига ёпиладиган муҳитлар оғриқ сездирмаслиги керак. Бу ҳол бир томондан олинган муҳитлар ҳароратини чеклаб қўяди, иккинчи томондан иссиқлик сиғими кам бўлган муҳитларни таплашга мажбур этади. Масалан, даволаш учун ишлатиладиган сувнинг ҳарорати 45°C гача торф ва балчиқнинг ҳарорати 50°C гача бўлади, чунки бу муҳитларда иссиқлик алмашинуви (конвекция) сувдагидан кам бўлади. Парафин $60\text{--}70^{\circ}\text{C}$ гача иситилади, чунки унинг иссиқлик ўтказувчанлиги катта эмас, терига тегиб турган қисми эса тез совуб кетиб кристалланади — бу кристаллар эса унинг қолган қисмларидан келувчи иссиқлик оқимини ўтказмайди.

Даволаш мақсадида совутиувчи муҳит сифатида муз ишлатилади.

Кейинги йилларда паст ҳароратлардан медицинада етарлича кенг қўламда фойдаланилмоқда.

Даволаш мақсадида аъзоларнинг бир жойини ёки қисмини кесиб олиб бошқа жойга ўрнатиш ва у буларнинг нормал ишлаши, тирик организм ўз иш фаолиятини етарлича узоқ вақт сақлаши учун бу аъзолар паст ҳароратда консервация қилинади.

*Криоген** усули музлатиш ва эритиш йўли билан тўқималарни емиришдан, тиббиётчилар томоқ бези, сўғал ва шу кабиларни олиб ташлашда ишлатишади.

Бу мақсадда махсус криогенли аппаратлар ва криозопдлар ясалади.

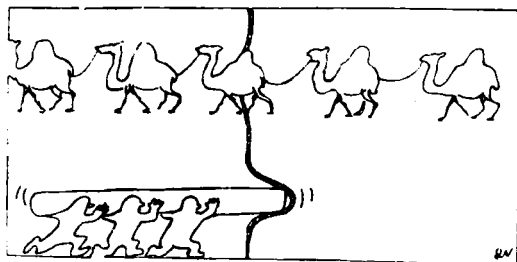
Анестезия хоссасига эга бўлган совуқ ёрдамда асаб касалликларига тегишли бўлган одам бош миёсидаги айрим ҳужайралар ядросини йўқ қилишда ишлатилади, масалан, паркинсонизм.

Микрохирургияда нам тўқималарнинг совуқ металл асбобларга ёпишиб қолишидан бу тўқималарни бошқа жойга кўчиринида фойдаланилади.

Паст ҳароратларнинг тиббиётда қўлланилиши туфайли, криоген тиббиётда криотерапия, криохирургия ва шу каби янги терминлар юзага келди.

* Крио-муз билан, паст ҳароратлар билан боғлиқ бўлган мураккаб сўзнинг бир қисми, криоген-паст ҳароратга тегишли.

Биологик мембраналардаги физик жараёнлар



Ҳужайраларнинг энг асосий қисми мембраналар ҳисобланади. Улар ҳужайрани атроф муҳитдан чегаралаб туради, уни зиён етказувчи ташқи таъсирлардан ҳимоя қилади, ҳужайра билан унинг атрофини ўраб турувчи муҳит орасидаги модда алмашинувини бошқаради, электр потенциалларини генерациялашга имконият яратади, митохондриялардаги универсал аккумуляторлар энергияси АТФ ни синтез қилишда ва ҳоказоларда иштирок этади. Аслини олганда мембраналар ҳужайраларнинг тузилишини шакллантиради ва унинг вазифасини бажаради. Кўпгина касалликлар (атеросклероз, заҳарланиш ва ҳоказолар) мембрана тузилишининг ва иш фаолиятининг бузилиши билан боғлиқдир.

Ушбу бобда биологик мембраналарнинг физик хоссалари ва уларда ўтадиган асосий физик жараёнлар кўриб ўтилади.

13.1-§. МЕМБРАНАНИНГ ТУЗИЛИШИ ВА МОДЕЛИ

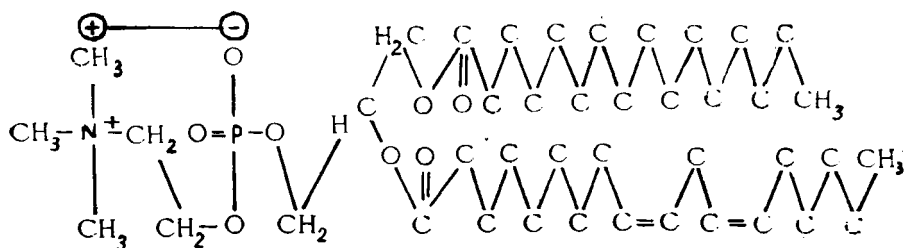
Ҳамма ҳужайраларни мембраналар ўраб туради (плазматик ёки ҳужайрали ташқи мембраналар). Мембрана бўлмаганда эди, ҳужайра ичидаги бор нарсалар «ёйилиб кетиб», диффузия эса термодинамик мувозанатга олиб келади, бу ҳол ҳаётнинг бўлмаслигини билдиради.

Биринчи ҳужайра атроф муҳитдан мембрана орқали ажратилгандан сўнггина пайдо бўлган деб айтиш мумкин.

Ҳужайрани ҳужайра ички мембранаси бир қатор берк бўлма-ларга (компартаментларга) ажратиладики, уларнинг ҳар бири маълум вазифани бажаради.

Мембраналарнинг қалинлиги бир неча нанометр чамасида бўлгани сабабли (қ. 26.8-§) уни оптик микроскопда кўриб бўлмайди, лекин электрон микроскопда (қ. 28.2-§) кўриш мумкин.

Ҳар қандай мембрананинг асосини иккиланган липид қатлами (айтарли даражада фосфолипидлар) ташкил этади. Мембранани ҳосил қилувчи липид молекулалари, амфипатик бирикмалар ҳисобланади, яъни иккита турли хилдаги функционал қисмдан: қутбланган «бошча» ва ноқутбий гидрофоб «дум»дан иборат (13.1-расм).



Холин Фосфат Глицерин
Қутб "бошчаси"

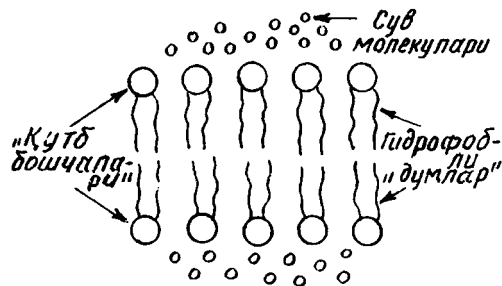
Мой кислоталари
Қутбсиз "дум"

13.1-расм.

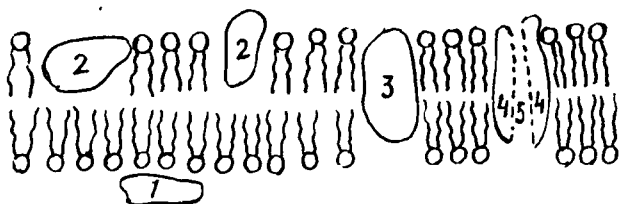
Иккиланган липид қатлами, липидларнинг моноқатламидан шундай ташкил топадики, иккала қатламнинг гидрофоб «думлари» ички томонга йўналган бўлади. Бунда гидрофоб қисмлардаги молекулаларнинг, сув билан бўладиган энг кичик контакти амалга оширилади (13.2-расм).

Аммо мембрана структурасини бундай тасаввур қилиш, оқсилнинг мембранадаги жойлашиш тартиби (айрим мембраналарда оқсил масса бўйича унинг ярмидан ортиқроқ бўлади) ва гидрофил заррачалар учун мембрананинг ўтказувчанлиги каби масалаларнинг ҳеч биронтасига жавоб беролмади.

Кейинги пайтларда биологик мембраналарнинг тузилиши тўғрисида яна бир қанча гипотезалар айтиб ўтилган эди, лекин уларнинг ҳеч бири қўллаш учун умумий ҳолда қабул қилинмади. Ҳозирги пайтда бирмунча кенг ёйилган модель, 1972 йилда Спэнжер ва Николсон таклиф этган суюқ ҳолдаги мозанхадан иборат модель бўлиб, унинг асосида яна ўша иккита мой қатламдан иборат мембрана ётади. Ушбу фосфолипиднинг негизини, оқсиллари озми кўпми ботирилган ҳолда қалқиб юривчи қандайдир бирор икки ўлчовли эритувчи ифодалайди. Бу оқсиллар ҳисобига тўла ёки қисман миқдорда сингдирувчанлик, мембрана орқали модданинг актив кўчирishi, электр потенциалнинг генерацияси ва ҳоказолар, мембрананинг ўзинга хос вазифалари амалга оширилади. Мембрананинг суюқ ҳолдаги мозапқадан иборат тузилиши чизма кўринишида 13.3-расмда тасвирланган. Бу ерда 1 — сирт қатламдаги оқсиллар, 2 — ярим ботирилган ҳолдаги оқсиллар, 3 — тўла ботирилган (интеграл-



13.2-расм.



13.3-расм.

ли) оқсиллар, 4 — оқсиллар «ионли канал» 5 ни шакллантирувчи оқсиллар.

Мембраналар қўзғалмайдиган «тинч» турувчи структуралар ҳисобланмайди. Липидлар ва оқсиллар бир-бирлари билан ўрин алмаштириб, мембрана текислиги бўйлаб латерал диффузияни ҳосил қилиб ҳамда текисликка перпендикуляр — «Флип-флоп» деб аталувчи йўналишда кўчиб туради. Латерал диффузияга липидларнинг юксак даражадаги, «флип-флоп»га эса паст даражадаги қўзғалувчанлиги мос келади, яъни мембрананинг турли томонларидаги липидларнинг бир-бирлари билан ўрин алмаштиришлари жуда ҳам кам учрайдиган жараёндр.

Биологик мембраналарнинг тузилишини аниқлаштириш ва унинг хоссаларини ўрганиш, мембрананинг (сунъий мембрананинг) физик-химиявий моделларини қўллаш туфайлигина амалга оширилиши мумкин бўлади.

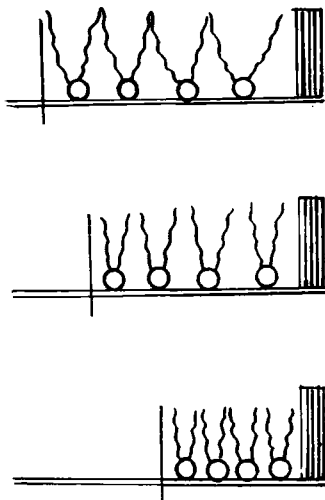
Сув-ҳаво ёки сув-мой ажрალიш чегарасидаги фосфолипидлар моноқатламидан иборат биринчи моделни кўриб ўтамиз.

Бундай ажрალიш чегараларида фосфолипид молекулалари шундай жойлашганки, уларнинг гидрофиль бошчалари сувда бўлиб, гидрофоб «думлари» эса «ҳавода» ёки мойда бўлади. Агар секвинаста моноқатлам эгаллаган юза камайтириб борилса, охирида мембрананинг бирор биоқатламга ўхшаш молекулалари зич жойлашган моноқатламни ҳосил қилиш мумкин (13.4-расм). Биомембрананинг, иккинчи, кенг тарқалган модели липосомалардр.

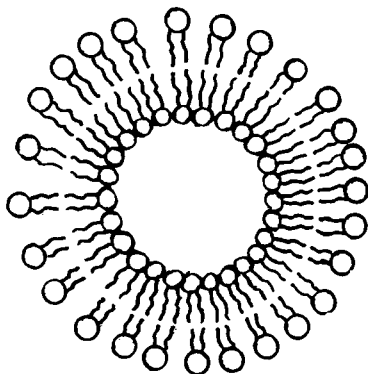
Бу билипид мембранасидан ташкил топган, сув ва фосфолипид аралашмасини ультратовуш билан қайта ишлаш ёрдамида ҳосил қилинган жуда кичкина пуфакчалар (физикулалар) ҳисобланади. Липосомалар ўзида оқсил молекулалардан тўлиқ ажралган биологик мембраналарни намоён қилади. Кўпинча турлича факторларнинг таъсирини ўрганиш учун тажрибалар липосомаларда ўтказилади, масалан, фосфолипидлар таркибининг мембрана хоссаларига ёки бунинг тескариси, мембранани ўраб олган муҳитнинг унинг ичида ўрнатилган оқсиллар хоссасига таъсири кабилар ўрганлади. Липосомаларнинг схематик (чизмадаги) кўриниши 13.5-расмда берилган.

Биомембраналарнинг айрим хоссаларини тўғри ўрганишга имкон берувчи учинчи модель *биолипидли* (биоқатламли липид) *мембранадр* (БЛМ).

Биринчи марта бундай модели мембранани 1962 йил П. Мол-



13.4-расм.



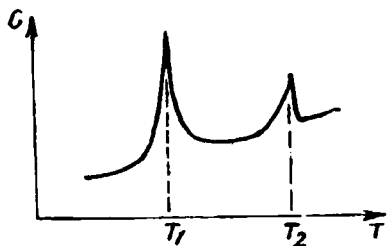
13.5-расм.

лер ходимлари билан ҳамкорликда кашф этган эди. Улар иккита сувли эритмани ажратиб турувчи тефлонли тўсиқдаги тешикни гептанда эритилган фосфолипид билан тўлдиришди. Эриткич ва ортиқча липидлар тефлон бўйлаб оқиб кетгандан сўнг тешиқда диаметри тахминан 1 мм ва қалинлиги бир неча нанометр бўлган липидли биқатлам ҳосил бўлади. Мембрананинг икки томонига иккита электрод жойлаштириб, мембрананинг қаршичилигини ёки унда генерацияланувчи потенциални ўлчаш мумкин. Агар тўсиқнинг турли томонларига химиявий таркиби жиҳатидан турлича бўлган эритма жойлаштирилса, мембрананинг турли хил агентлар учун сингдирувчанлигини ўрганиш мумкин.

Мембраналар иккита муҳим вазифани: матрицали, яъни оқсилларни ушлаб қолш учун турли хилдаги вазифаларни бажарувчи матрица асос бўлиб ҳисобланади ва иккинчидан, тўсиқ ҳужайрани ва айрим компартаментларни кераксиз заррачаларнинг сизиб кетишидан ҳимоя қилади. Агар мембраналарнинг ушбу вазифалари бузилса, у ҳолда ҳужайраларнинг нормал ишлаб туриши фаоллигида ўзгариш юз бериб, оқибатда организм касалланади.

13.2-§. МЕМБРАНАЛАРНИНГ АЙРИМ ФИЗИК ХОССАЛАРИ ВА ПАРАМЕТРЛАРИ

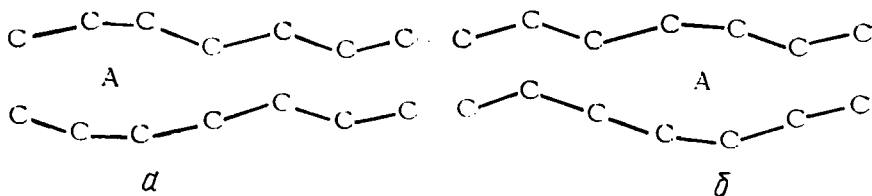
Мембрана молекулаларининг ҳаракатчанлигини ва мембрана орқали ўтувчи заррачаларнинг диффузиясини ўлчаш билишд қатлами ўзини сув каби тутушидан далолат беради. Иккинчи томондан, мембрана тартибли ҳолдаги структурадир. Кўрсатилган бу иккала факт, мембранадаги фосфолипидлар унинг табиий ҳолдагидек ишлаб туришида суяқ кристаллик ҳолатида бўлади деб ўйлашга мажбур этади (қ. 10.2-§). Мембрананинг суяқлик хоссасига эга



13.6-расм.

Ҳарорат ўзгарганда мембранада фазовий ўтишларни, яъни иситилганда липидларнинг эриши, совитилганда эса кристалланишини кузатиш мумкин. Фазовий ўтишлар энергиянинг ўзгариши билан боғлиқ бўлгани туфайли уни, хусусан, ҳароратнинг ўзгаришида пессиклик сизими C нинг ортишига қараб пайқаш мумкин (13.6-расм; T_1 ва T_2 ҳароратларда фазовий ўтишлар). Биқатламнинг суяқ кристаллик ҳолати кичик қовушоқликка ва қаттиқлик ҳолатига қараганда турли моддаларда катта эрувчанликка эга. Суяқ кристаллик биқатламнинг қалинлиги қаттиқлигига қараганда кичик бўлади.

Молекулаларнинг қаттиқ ва суяқ ҳолатдаги конформацияси (структураси) турличадир, бунга рентгеноструктур анализ (қ., 24.7-§) туфайли ишонч ҳосил қилиш мумкин. Суяқ фазада фосфолипид-молекулаларни диффузияланувчи модда молекулаларини ишга киришиши имкониятига эга бўлган бўшлиқ («кинки») ҳосил бўлади.



13.7-расм.

Бу ҳолатда «Кинки»нинг кўчиши молекулаларнинг мембранага кўндаланг ҳолда диффузияланишига олиб келади (13.7-а, б расм).

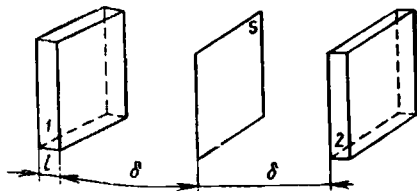
Фосфолипид қўш қатламли мембранани ҳар бир 1 м^2 юзидаги электр сизими 5—13 нФ бўлган конденсаторга ўхшатилади.

13.3-§. МОЛЕКУЛАЛАРНИНГ (АТОМЛАРНИНГ) МЕМБРАНА ОРҚАЛИ КЎЧИШИ

Мембраналарнинг ишлаб туришидаги муҳим элементлардан бири уларнинг молекулалар (атомлар) ва понларни ўтказиш ёки ўтказмаслик қобилияти ҳисобланади.

Муҳими шундаки, заррачаларни бундай сизиб ўтиш эҳтимоли

уларни кўчиш йўналишига (масалан, хужайраларнинг ичига ёки хужайра ичидан ташқарига) ҳамда молекулалар ва пошларнинг хилига боғлиқ бўлади. Бу масалалар физиканинг кўчиш ҳодисасига тегишли бўлган бўлимида кўрилади.



13.8-расм.

Физик системада массанинг, импульснинг, энергияларнинг, заряднинг ва бошқа физик катталикларнинг фазовий кўчишлари юз бериши оқибатидаги қайтмас жараёнларни кўчиш ҳодисаси термини билан аталади.

Кўчиш ҳодисасида диффузия (модда массасининг кўчиши), қовушоқлик (импульснинг узатилиши), иссиқлик ўтказувчанлик (энергиянинг кўчиши), электр ўтказувчанлик (электр зарядининг кўчиши) ҳодисалари юз беради. Бу ерда ва бундан кейинги параграфларда биологик мембраналар учун муҳим бўлган модданинг кўчиши ва заряднинг кўчиши ҳодисалари кўриб ўтилади. Биофизикада заррачаларнинг кўчиши сўзига маънодош сифатида заррачалар транспорти термини қўллаш кенг ўрни олди.

Кўчиш жараёнларини суюқликларда муҳокама қилиб диффузиянинг асосий тенгламасини (ФИК тенгламасини) келтириб чиқарайлик.

Айтайлик, S юзли бирор майдон орқали (13.8-расм) ҳамма йўналиш бўйлаб суюқлик молекулалари кўчаётган бўлсин. Суюқликларнинг молекуляр тузилиши назариясини ҳисобга олган ҳолда (қ. 9.6-§) айтиш мумкинки, молекулалар юзани бир мувозанат ҳолатидан бошқасига сакраб ўтиш орқали кесиб ўтади.

Молекулаларнинг ўртача кўчиши δ га тенг бўлган масофаларда (суюқлик молекулалари орасидаги ўртача масофа) олинган юздан ўнг ва чап томонларда қалинлиги унча катта бўлмаган l ($l \ll \delta$) тўғри бурчакли параллелепипедни ясаймиз. Ҳар бир параллелепипеднинг ҳажми $S \cdot l$ га тенг. Агар n -молекулаларнинг концентрацияси бўлса, u ҳолда ажратилган параллелепипеднинг ичида $Sl n$ та молекула бўлади. Фараз қилайлик, молекулаларнинг концентрацияси фазода ўзгараётган бўлсин, чап томондаги ажратилган (1) параллелепипедда концентрация n_1 га тенг, ўнг томондаги (2) параллелепипеддаги концентрация n_2 га тенг бўлсин. Демак, параллелепипедларнинг бирида $Sn l_1$ та молекула, иккинчисида эса $Sn l_2$ молекула бор.

Ҳамма молекулаларни уларнинг тартибсиз ҳаракатлари туфайли шартли равишда олтига гуруҳ билан кўрсатиш мумкин, бу гуруҳларнинг ҳар бири координата ўқларининг йўналиши бўйлаб ва унга қарама-қарши йўналишда кўчади. Бундан S юзагача перпендикуляр йўналишида, яъни OX ўқи йўналиши бўйлаб биринчи параллелепипеддан $1/6 Sl n_1$ молекула сакраб чиқади, OX ўқи йўналишига тескари йўналишда иккинчи параллелепипеддан $1/6 Sl n_2$ молекула сакраб чиқади.

Бу молекулалар S юзани «учиб ўтиш» вақти Δt қуйидагича топилиши мумкин. Фараз қиламиз, ажратилган ҳажмлардаги ҳамма молекулалар бир хил ўртача v тезлик билан ҳаракатланиб чиқаётган бўлсин. У ҳолда 1 ва 2 ҳажмлардаги S юзага етиб келган молекулалар унч қисқа вақт

$$\Delta t = l/\bar{v} \quad (13.1)$$

оралиғида кесиб ўтади. (13.1)га (9.20-§)дан ўртача тезлик учун ёзилган ифодани келтириб қўйиб, қуйидаги тенгламани оламиз:

$$\Delta t = \frac{l}{\delta} \tau, \quad (13.2)$$

бу ерда τ — молекуланинг «ўтроқ яшаши» ўртача вақти, бу вақтни сакрашларнинг ўртача вақти сифатида қараш мумкин. Жуда қисқа вақт оралиғида S юза орқали молекулалар кўчишининг «баланси» қуйидагига тенг:

$$1/6Sln_1 = 1/6Sln_2. \quad (13.3)$$

(13.3)ни айрим молекуланинг m массасига кўпайтириб ва Δt га бўлиб, S юза орқали ўтувчи модда оқимини топамиз:

$$\Phi = \frac{1}{6} \cdot \frac{Slm}{\Delta t} (n_1 - n_2), \quad (13.4)$$

яъни 1 с ичида юза орқали олиб ўтадиган модда (масса) миқдори. Молекулаларнинг концентрацияси $(n_1 - n_2)$ ўзгаришини ажратилган ҳажмлар орасидаги масофа 2δ билан dn/nx нинг кўпайтмаси кўринишида ифодалаш мумкин:

$$n_2 - n_1 = \frac{dn}{dx} \cdot 2\delta. \quad (13.5)$$

(13.4) тенгламада (13.2) га мувофиқ Δt ни, (13.5) га мувофиқ $(n_1 - n_2)$ ни алмаштираемиз:

$$\Phi = \frac{1}{6} \frac{Slm\delta dn}{l\tau dx} \cdot 2\delta = \frac{1}{3} S \frac{\delta^2}{2} m \frac{dn}{dx}. \quad (13.6)$$

Модда оқимининг шу оқим ўтаётган юзага нисбати оқим зичлиги дейилади:

$$J = \frac{\Phi}{S} = \frac{1}{3} \frac{\delta^2}{\tau} m \frac{dn}{dx}. \quad (13.7)$$

Молекулалар массасининг уларнинг концентрациясига кўпайтмаси масса бўйича олинган концентрациядир (берилган компонент молекулалари массаларининг ҳажмига нисбати);

$$c = mn, \quad m \cdot \frac{dn}{dx} = \frac{dc}{dx}. \quad (13.8)$$

Буни ҳисобга олган ҳолда (13.7) дан қуйидагига эга бўламиз:

$$J = \frac{1}{3} \frac{\partial^2}{\tau} \frac{dc}{dx}.$$

Шунинг ўзи диффузия тенгламаси бўлиб, одатда қуйидаги (ФИК тенгламаси) кўринишда ёзилади:

$$J = -D \frac{dc}{dx}. \quad (13.9)$$

Бу ерда «-» ишораси диффузия пайтида модда оқими зичлигининг йиғиндиси концентрациянинг камайиши томон (концентрация градиентига қарама-қарши томонга) йўналганлигини кўрсатади, D — диффузия коэффициентини бўлиб, у, мисол учун биз кўриб ўтган сууюқликдаги диффузияга мувофиқ равишда қуйидагига тенг:

$$D = \frac{1}{3} \frac{\partial^2}{\tau}. \quad (13.10)$$

(13.10) дан кўриниб турибдики, диффузия коэффициентининг бирлиги $1 \text{ м}^2/\text{с}$ экан.

(13.9) тенгламада ҳам масса бўйича ($\text{кг}/\text{м}^3$) ҳамда моляр (моль/ м^3) концентрацияни қўллаш мумкин. Модда оқими зичлигининг бирлиги $1 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ ёки $1 \text{ моль}/\text{м}^2 \cdot \text{с}$ орқали ифодаланади. Диффузия тенгламасини қуйидаги кўринишда ҳам ёзиш мумкин:

$$J = -D \frac{dn}{dx}. \quad (13.11)$$

Бундай ҳолда заррачалар оқим зичлигининг бирлиги $1 \text{ зарра}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$.

Фазада молекулалар концентрациясининг ўзгариши $c=f(x)$ системанинг турли жойларида химиявий потенциалнинг бир хил эмаслигини билдиради (қ. 12.40), шу сабабли модда оқими зичлигини химиявий потенциал градиенти орқали боғлаш мумкин. (12.40) формулани қайтадан ўзгартриб ёзамиз:

$$\Delta\mu = RT \ln \frac{c_{2l}}{c_{1l}} = RT (\ln c_{2l} - \ln c_{1l}). \quad (13.12)$$

Концентрациянинг етарлича кичик ўзгаришларида

$$d\mu = RT d \ln c = RT \frac{dc}{c}.$$

ёки координата бўйича олинган ҳосила учун

$$\frac{d\mu}{dx} = \frac{RT}{c} \frac{dc}{dx},$$

бу ердан концентрация градиенти қуйидагига тенг бўлади:

$$\frac{dc}{dx} = \frac{c}{RT} \frac{d\mu}{dx}. \quad (13.13)$$

(13.9) ва (13.13)дан фойдаланиб, қуйидагини оламиз:

$$J = -D \frac{d\mu}{RT dx} \quad (13.14)$$

А. Эйнштейн диффузия коэффициентининг температурага пропорционал эканлигини кўрсатган эди:

$$D = u_m RT, \text{ ёки } u_m = \frac{D}{RT} \quad (13.15)$$

шу сабабли (13.14) ўрнига қуйидагига эга бўламиз:

$$J = -u_m c \frac{d\mu}{dx} \quad (13.16)$$

(13.15) формулада u — моль учун фойдаланган сингиб кировчи молекулаларнинг (заррачаларнинг) ҳаракатчанлиги. Умуман айтганда, заррачаларнинг (молекула, атом, ион, электрон) сингиб киришидаги u ҳаракатчанлиги деб заррачага бошқа, масалан, ишқаланиш ёки бошқа заррачалар билан тўқнашгандаги кучлар таъсир этгандаги бир текис кўчганда заррачаларнинг v тезлиги билан заррачани ҳаракатлантирувчи f куч орасидаги пропорционаллик коэффициентига айтилади:

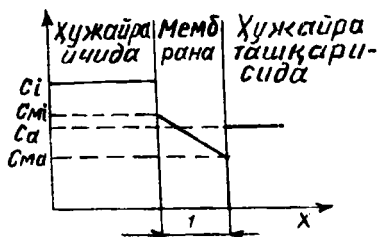
$$v = uf \text{ ёки } u = v/f \quad (13.17)$$

(13.17)дан ҳаракатчанлик бирлиги $1 \text{ м/(с} \cdot \text{н)}$ эканлиги кўриниб турибди.

u_m ва u катталиклар Авагадро доимийси орқали боғланган:

$$u = u_m N_A \quad (13.18)$$

(13.9) тенгламани биологик мембрана учун қўлланишга мослаб қайтадан ўзгартириб ёзамиз. Мембрана орқали сизиб ўтаётган заррачаларнинг концентрацияси мембранада тўғри чизиқли қонуи бўйича ўзгаради деб ҳисоблаймиз (13.9-расм). Заррачаларнинг ҳужайра ичида ва ташқарисидagi концентрацияси мос ҳолда c_i ва c_o . Шу заррачаларнинг концентрацияси эса мембрананинг ички қисмидан унинг ташқи қисмига ўтишда мос ҳолда c_{mi} дан c_{mo} гача ўзгаради. Молекулалар концентрациясининг чизиқли ўзгаришини ҳисобга олган ҳолда қуйидагича ёзамиз



13.9-расм.

$$\frac{dc}{dx} = \frac{c_{mo} - c_{mi}}{l} \quad (13.19)$$

бу ерда l — мембрана қаллиниги, u ҳолда (13.9) ўрнига

$$Jl = -D (c_{mo} - c_{mi}) = D (c_{mi} - c_{mo}) \quad (13.20)$$

тенгликка эга бўламиз.

Амалда заррачалар концентрациясини мембрананинг ички томонида (c_{mi} ва c_{m0}) эмас, балки ташқи томонида аниқлаш осон: ҳужайрада (c_i) ва ҳужайранинг ташқарисиди (c_0). Мембранадаги концентрацияларнинг чегаравий қийматларининг нисбати мембранага яқин қатламлардаги концентрациялар нисбатларига тенг деб ҳисобланади; $c_{m0}/c_{mi} = c_0/c_i$; бу ердан

$$\frac{c_{m0}}{c_0} = \frac{c_{mi}}{c_i} = k, \quad (13.21)$$

бунда k — мембрана билан уни ўраб олган муҳит орасида модданинг (заррачанинг) тақсимланш коэффициентини (одатда кириш фазаси). (13.21)дан

$$c_{m0} = kc_0 \text{ ва } c_{mi} = kc_i. \quad (13.22)$$

эқани келиб чиқади.

(13.22)ни (13.20) га қўйиб,

$$J = \frac{Dk}{l} (c_i - c_0).$$

тенгламани ҳосил қиламиз.

Айтайлик,

$$P = DR/l$$

бўлсин, бу ерда P (\ddot{y}) — ўтказувчанлик коэффициентини. Натижада, диффузия пайтида биологик мембрана орқали ўтувчи модда оқим зичлигини аниқлаш тенгламасини ҳосил қиламиз:

$$J = P (c_i - c_0).$$

13.4-§. ИОНЛАРНИ МЕМБРАНАЛАР ОРҚАЛИ КЎЧИРИШ. НЕРНСТ-ПЛАНК ТЕНГЛАМАСИ

Мембранада потенциаллар айирмаси мавжуд бўлиши 13.6-§ да кўриб ўтилади; демак, мембранада электр майдони бўлади. У зарядланган заррачалар: ионлар ва электронлар диффузиясига таъсир нўрсатади. Майдон кучланганлиги билан потенциал градиенти орасида маълум бўлган муносабат мавжуд (қ. 14.1-§):

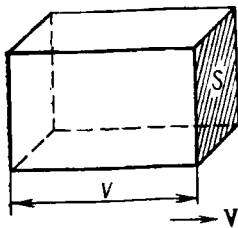
$$E = - \frac{d\varphi}{dx}$$

Ионнинг заряди Ze га тенг. Битта ионга $f = -Ze \frac{d\varphi}{dx}$ куч таъсир этади, 1 моль ионга таъсир этувчи куч

$$fN_A = -ZcN_A \frac{d\varphi}{dx} = -ZF \frac{d\varphi}{dx},$$

га тенг, бу ерда F — Фарадей доимийси, $F = eN_A$.

Ионларнинг тартибли йўналишидаги ҳаракат тезлиги таъсир этувчи кучга тўғри пропорционал:



13.10-расм.

$$v = u_m f N_A = -u_m Z F \frac{d\varphi}{dx}$$

Ионлар оқимини топиш учун ён қиррасининг узунлиги сон жиҳатидан ионлар тезлигига тенг бўлган тўғри бурчакли параллелепипед кўринишидаги электролит ҳажмини ажратамиз (13.10-расм). Параллелепипедда бор бўлган ҳамма ионлар 1 с пчда S юза орқали ўтади. Бу эса Φ оқим бўлади. Параллелепипед ҳажми (Sv) ни ионларнинг моляр концентрацияси c га кўпайтириб, шу ионлар сонини топиш мумкин:

$$\Phi = v \cdot S \cdot c.$$

(13.27) ва (13.28) формулалардан фойдаланиб, оқим зичлигини топамиз:

$$J = \frac{\Phi}{S} = vc = -u_m Z F c \frac{d\varphi}{dx}.$$

Умумий ҳолда ионларни кўчириш икки фактор орқали аниқланади: уларнинг потекис тақсимланиши, яъни концентрация градиенти [қ. (13.9)] ва электр майдонининг таъсир кўрсатиши туфайли [қ. (13.29)]:

$$J = -D \frac{dc}{dx} - u_m Z F c \frac{d\varphi}{dx}$$

Бу тенглама Нернст-Планк тенгласидир. Ҳаракатчанлик учун чиқарилган (13.15) пфодадан фойдаланиб, (13.30) формулани алмаштирамиз:

$$J = -D \frac{dc}{dx} - \frac{D}{RT} Z F c = -D \left(\frac{dc}{dx} + \frac{Z F c}{RT} \frac{d\varphi}{dx} \right).$$

Бу тенглама Нернст-Планк тенгласининг бошқача кўринишидир.

Диффузион оқим зичлигининг ионлар концентрациясига ва электр майдони кучланганлигига боғланишини амалга ошириш учун Нернст-Планк тенгласидан фойдаланамиз. Фараз қилайлик, ҳолатнинг стационарлиги (оқим зичлиги) доимий бўлсин. Мембранадаги электр майдонини бир жинсли деб қабул қиламиз. Шунга асосан майдон кучланганлиги бир хил бўлиб, потенциал эса масо-

фага боғлиқ ҳолда чизикли ўзгаради. Бу $\frac{d\varphi}{dx} = \frac{\varphi_m}{l}$ деб ҳисоблашга имкон беради, бу ерда φ_m — мембранадаги потенциаллар айирмаси. (13.31)даги кўшилувчининг ёзилишини соддалаштирамиз:

$$\frac{Z F c}{RT} \frac{d\varphi}{dx} = \frac{Z F c}{RT} \frac{\varphi_m}{l} = \frac{\psi}{l} c,$$

бу ерда

$$\psi = \frac{ZF}{RT} \varphi_M$$

ёрдамчи катталик (ўлчовсиз потенциал). (13.32)ни ҳисобга олган ҳолда Нернст-Планк тенгламасини

$$J = -D \left(\frac{dc}{dx} + \frac{\psi}{l} c \right). \quad (13.33)$$

кўринишда ҳосил қиламиз.

Ўзгарувчиларни бўламиз ва тенглamani интеграллаймиз:

$$dx = \frac{dc}{J/D + \psi c/l};$$

$$\int dx = - \int_{c_{Mi}}^{c_{M0}} \frac{dc}{J/D + \psi c/l} = \int_{c_{M0}}^{c_{Mi}} \frac{dc}{J/D + \psi c/l},$$

$$x = \left| \frac{l}{\psi} \ln (J/D + \psi c/l) \right|_{c_M}^{c_{Mi}}$$

$$l = \frac{l}{\psi} \ln \frac{J/D + \psi c_{Mi}/l}{J/D + \psi c_{M0}/l}$$

$$\psi = \ln \frac{J/D + \psi c_{Mi}/l}{J/D + \psi c_{M0}/l}. \quad (13.34)$$

(13.34)ни потенцирлаб,

$$e^\psi = \frac{J/D + \psi c_{Mi}/l}{J/D + \psi c_{M0}/l}$$

ни ҳосил қиламиз, бундан:

$$e^\psi \frac{J}{D} + e^\psi \frac{\psi}{l} c_{M0} = \frac{J}{D} + \frac{\psi}{l} c_{Mi},$$

$$\frac{J}{D} (e^\psi - 1) = \frac{\psi}{l} (c_{Mi} - e^\psi c_{M0}),$$

$$J = \frac{D\psi}{l} \frac{c_{Mi} - e^\psi c_{M0}}{e^\psi - 1} \quad (13.35)$$

(13.22) ва (13.23) ифодаларни ҳисобга олган ҳолда (13.35) формулани қуйидаги кўринишга келтирамиз:

$$J = \frac{D\psi}{l\psi} \frac{kc_l - e^\psi kc_0}{e^\psi - 1} =$$

$$= \frac{D\psi k}{l} \frac{c_1 - e^\psi c_0}{e^\psi - 1} = P \psi \frac{c_1 - e^\psi c_0}{e^\psi - 1}. \quad (13.36)$$

Умуман айтганда (13.36) формула мусбат ($z > 0, \psi > 0$) ҳамда манфий ($z < 0, \psi < 0$) поплар учун ҳам тўғридир. Аммо манфий поплар учун (13.36) ифодага ўлчовсиз потенциални келтириб қўйиб, бу ифоданинг шаклини ўзгартириш мақсадга мувофиқдир:

$$J_{(-)} = -P\psi \frac{c_1 - e^{-\psi} c_0}{e^{-\psi} - 1}.$$

Бу ифоданинг сурат ва махражини $-e^{-\psi}$ га бўламиз:

$$J_{(-)} = -P\psi \frac{c_0 - e^\psi c_1}{e^\psi - 1}. \quad (13.37)$$

Бу формуладан фойдаланилганда, z ва ψ нинг манфий қиймати формуланинг ўзида ҳисобга олинганини ёдда тутиш зарур.

(13.36) ва (13.37) тенгламалар попларнинг стационар оқими зичлиги билан қуйидаги учта катталик орасида боғланиш ўрнатади: 1) мембрана структурасининг попл билан ўзаро таъсирини характерловчи, яъни мембрананинг айнан шу попл учун ўтказувчанлиги; 2) электр майдони блан; 3) мембранани (c_1 ва c_0) ўраб олган сувли эритмадаги поплар концентрацияси блан (13.36) тенгламанинг хусусий ҳолларини таҳлил қиламиз:

а) $\psi = 0$, бу $z = 0$ (нейтрал заррачалар) эканини ёки мембранада электр майдони бўлмаслигини ($\Psi_m = 0$) ёки унисианинг ҳам, бунисианинг ҳам бўлмаслигини билдиради:

$$\lim_{\psi \rightarrow 0} J = P \lim_{\psi \rightarrow 0} \frac{\psi}{e^\psi - 1} \lim_{\psi \rightarrow 0} (c_1 - e^\psi c_0).$$

Айрим кўпайтувчиларнинг чегарасини топамиз.

$$1. \lim_{\psi \rightarrow 0} \frac{\psi}{e^\psi - 1} = \frac{0}{0}.$$

Ушбу ноаниқликнинг маъносини Лопитал қондаси ёрдамида тушунтириб бериш мумкин:

$$\lim_{\psi \rightarrow 0} \frac{e^\psi}{e^\psi - 1} = \lim_{\psi \rightarrow 0} \frac{1}{e^\psi} = 1.$$

$$2. \lim_{\psi \rightarrow 0} (c_1 - e^\psi c_0) = c_1 - c_0.$$

Бу ердан, худди қутилгандек (13.24) тенгламани келтириб чиқарамиз:

$$J = P (c_1 - c_0);$$

б) электр майдон мавжуд бўлганда мембранада турли томонда ($c_1 = c_0 = c$) поплар концентрациясининг бир хиллиги:

$$J = -P\psi c.$$

Бу электролитдаги электр ўтказувчанликка мос келади (қ. 15.30-§).
Нейтрал заррачалар учун ($z=0$ ва $\varphi=0$) $I=0$;

в) агар заррачалар мембранадаан сингиб ўта олмаса ($P=0$),
унда табиийки, оқим зичлиги ҳам нольга тенг бўлади.

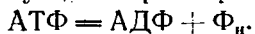
13.5-§. АКТИВ ТРАНСПОРТ

Кўчирини ҳодисаси (қ. 13.13, ва 13.4-§) пассив транспортга тегишли, бунга молекула ва ионларнинг концентрацияси кичик бўлган томонга йўналишидаги диффузияси, ионларнинг электр майдони томонидан таъсир кучи йўналишига мос ҳолдаги кўчиши киради.

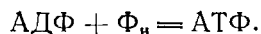
Пассив транспорт химиявий энергиянинг сарфланиши билан боғлиқ эмас, у заррачаларнинг электрохимиявий потенциалл (12.25 га қ.) кичик бўлган томонга кўчиши ҳисобига амалга оширилади. Пассив транспорт билан бир қаторда, ҳужайра мембранасида молекулалар ва ионлар электрохимиявий потенциал катта бўлган томонга кўчирилади (молекулалар концентрацияси катта бўлган соҳага, ионлар эса электр майдон томонидан уларга таъсир этувчи кучларга қарама-қарши йўналишида кўчирилади).

Бундай кўчирилиши энергия ҳисобига амалга оширилгани туфайли диффузия бўла олмайди — бу актив транспортдир. K^+ ва Na^+ ионларнинг градиентини вужудга келтиришга имкон туғдирувчи мембраналар системаси, натрий-калийли насослар ёки оддийроқ қилиб айтганда натрийли насослар номини олди.

Натрий-калийли насослар цитоплазматик мембраналар таркибига киради, улар АТФ молекулаларининг гидролизи пайтида АДФ молекулалари ва неорганик фосфат (Φ_n) билан бир қаторда ҳосил бўлган энергия ҳисобига ишлайди:



Натрий-калийли насос қайтувчан ишлайди: ионларнинг концентрация градиенти АДФ ва Φ_n молекулаларидан АТФ молекулаларини синтез қилишига имкон туғдиради:



Бир моль моддани кичик c_1 концентрацияли соҳадан айнан шу компонентани катта c_2 концентрацияли соҳага кўчириб ўтишда бажариладиган иш Гиббс энергиясининг ўзгариши ёки химиявий потенциалнинг ўзгариши каби топилиши мумкин (қ.: 12.39):

$$A = \Delta\gamma = RT \ln \frac{c_2}{c_1}. \quad (13.38)$$

Шундай қилиб, агар K^+ ионларнинг ҳужайра ичидаги концентрацияси, ҳужайра ташқарисидасига нисбатан 50 марта ортқ бўлса, (13.38) га мувофиқ $36^\circ C$ температурада бажарилган иш қуйидагига тенг:

$$A = 8,31 \text{ ж}/(\text{моль} \cdot K) \cdot 309 K \cdot \ln 50 = 50 \text{ кж}/\text{моль}.$$

Натрий калийли насоснинг ишлаш механизми етарлича маълум эмас, ammo у жиддий равишда калий ва натрийнинг бир-бири билан боғланиши шароитида ишлайди.

Бу шуни билдирдики, агар ташқи муҳитда K^+ ионлари бўлмаса, ҳужайра ичидан Na^+ ионларини, агарда ҳужайра ичига Na^+ ионлари бўлмаса, у ҳолда K^+ ионларини ҳужайра ичига актив кўчириш юз бермайди. Ёки бошқача қилиб айтганда, натрий ионлари ҳужайра мембранаси ички сиртидаги, калий ионлари эса ҳужайра мембранаси ташқи сиртидаги натрийли-калийли насосни активлаштиради.

Натрийли-калийли насос ҳужайрадан ташқи муҳитга учта натрий ионини олиб чиқиб (кўчириб), унинг ўрнига ҳужайра ичига иккита калий ионини кўчириб киради. Шу пайтда ҳужайра ички қисми манфий зарядга эга бўлади, мембранада эса потенциаллар айирмаси ҳосил бўлади ва бу қўллаб турилади (қ. 13.7-§).

13.6-§. МОЛЕКУЛА ВА ИОНЛАРНИНГ БИОЛОГИК МЕМБРАНАЛАР ОРҚАЛИ ПАССИВ КЎЧИШ ТУРЛАРИ

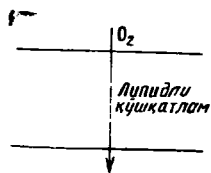
Липид қатлами орқали оддий диффузиянинг юз бериши 13.11-расмда схематик кўринишда кўрсатилган, у молекулалар учун (13.9) ФИК тенгламасига ёки бирмунча умумий ҳолда нейтрал ва зарядли заррачалар учун (13.31) Нернст-Планк тенгламасига бўйсунди. Тирик ҳужайрада бундай диффузия ксилороднинг ва карбонат ангидриднинг ўтишини таъминлайди.

Бир қатор доривор моддалар ва заҳарли моддалар ҳам расмда тасвирланган схема асосида липид қатлами орқали сизиб ўтади.

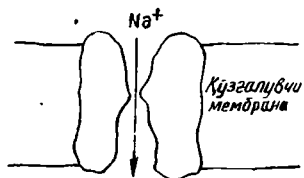
13.2-§ да эслатиб ўтилганидек, фосфолипидларнинг аниқ белгиланган конформацияси «кинок»ларнинг кўчиши туфайли диффузияни мембрананинг қўндаланг кесими йўналишида юз беришига имкон беради.

Аmmo бунга ўхшаган оддий диффузия етарлича секин ўтади ва ҳужайрани керакли озуқа моддаси билан етарлича таъминлай олмайди. Шунинг учун мембранада модданинг пассив кўчирилишининг бошқа механизми мавжуд. Унга канал (тешикчалар) орқали бўладиган (13.12-расм) диффузия ва енгиллаштирилган диффузия (комплексдаги ташувчилари билан) тегишлидир.

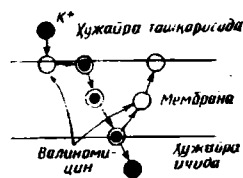
Тешикча ёки канал деб ёғ ва оқсил молекулаларини ўз ичига олиб, мембранада ўтиш жойини ҳосил қилувчи, мембрананинг жуда



13.11-расм.



13.12-расм.



13.13-расм.

кичик бир қисмига айтилади. Бу ўтиш жойи мембрана орқали фақат кичик молекулаларни, масалан, сув молекулаларини ўтказиб қолмай, балки бир мунча катта молекулаларнинг сизиб ўтишига ҳам йўл беради. Ҳуда майда тешикчалар орқали юз берадиган диффузия ҳодисаси ҳам диффузияга оид тенгламалар орқали ифодаланади, ammo тешикчалар (ковакчалар)нинг бўлиши Р ўтказувчанликни оширади. Каналлар турли хил ионларга нисбатан ўзларини селектор (исталган боғланишни ҳосил қилувчи, таълаб олиш, ажратиш ҳуеусиятига эга) каби намоён қилади, бу ҳол турлича ионлар учун ўтказувчанликнинг турлича эканлигида ҳам намоён бўлади.



**Пётр Петрович
Лазарев
(1878—1942)**

Совет физиги, биофизиги, Давлат геофизика институтини ташкил қилган. Лазарев янги галаёиланиш назариясини ишлаб чиқди, физиологик адаптация жараёнини тадқиқ қилди, термодинамика қонуларининг биологик ва бошқа жараёнларда қўлланилиш муаммосини ишлаб чиқди.

Диффузияни осонлаштиришнинг яна бир тури—ионларни махсус молекулалар—ташувчилар ёрдамида кўчиришдир (13.13-расм). Бирга валиномицин (антибиотик) молекуласининг, мембрана моделининг биқатлами орқали калий ионларини ташувчанлик қобилияти кўпроқ маълум. Бу молекула ионини «тутиб» қолиб, липидларда эрувчан комплекс ҳосил қилади ва мембрана орқали ўтади. Мембрана орқали ионларни олиб ўтиш қобилиятига қараб, валиномицин ва унга ўхшаш бирикмалар ионофорлар номини олди. Ташувчилар ёрдамида транспорт, эстафетадаги узатишлар вариантдаги каби амалга оширилиши мумкин. Бу ҳолда ташувчи молекулалар мембрананинг кўндаланг кесими бўйлаб вақтинча занжирча ҳосил қилади ва сингиб аралашувчи молекулани бир-бирига узатади.

Ионларни мембрана орқали кўчишини В. Ф. Антонов текширган.

13.7-§. ТИЧЛИКДАГИ ПОТЕНЦИАЛ

Ҳужайра мембранасининг сирт қатлами турли хил ионлар учун бир хил сингдирувчанликка эга эмас. Бундан ташқари қандайдир маълум бир хил ионлар концентрацияси мембрананинг турли томонларида турлича, ҳужайранинг ичиде эса ионларнинг яхши таъсир кўрсатадиган таркиби таъминлаб турилади. Бу факторлар нормал ишлаб турувчи ҳужайрада, цитоплазма билан атрофни ўраб турувчи муҳит орасида потенциаллар айирмаси ҳосил бўлишига олиб келди (тичликдаги потенциал).

Тичликдаги потенциални ҳосил қилиш ва уни таъминлаб туришдаги асосий ҳиссани Na^+ , K^+ ва Cl^- ионларни амалга оширади.

Бу ионлар оқимининг шораларини ҳисобга олган ҳолдаги зичликларининг йиғиндис қуйидагига тенг:

$$J = J_{Na^+} + J_{K^+} - J_{Cl^-}. \quad (13.39)$$

Стационар ҳолатда оқим зичликларининг йиғиндиси нолга тенг, яъни вақт бирлиги ичида мембрана орқали ҳужайра ичига кирувчи ва ҳужайра ичидан мембрана орқали чиқувчи турли хилдаги ионларнинг сон бир-бирига тенг: $I=0$.

Мусбат ионлар (Na^+ ва K^+) оқимлари зичлиги учун (13.36) ифодани, манфий хлор ионлари оқими зичлиги учун эса (13.37) ифодани ёзамиз. Бу оқимларни қўшиб оламиз:

$$p_{Na} \psi \frac{[Na^+]_i - e^\psi [Na^+]_o}{e^\psi - 1} + p_K \psi \frac{[K^+]_i - e^\psi [K^+]_o}{e^\psi - 1} + p_{Cl} \psi \frac{[Cl^-]_o - e^\psi [Cl^-]_i}{e^\psi - 1} = 0. \quad (13.40)$$

Бу ерда $[]_i$ ва $[]_o$ квадрат қавслар орқали мос ҳолда ҳужайра ичидаги ва ташқарисдаги ионлар концентрацияси ифодаланган.

(13.40) ни $\frac{\psi}{e^\psi - 1}$ қисқартириб, ифодани очиб ва уларни қайтадан гуруҳлаб, қуйидагини оламиз:

$$p_{Na} [Na^+]_i + p_K [K^+]_i + p_{Cl} [Cl^-]_o = e^\psi \{ p_{Na} [Na^+]_o + p_K [K^+]_o + p_{Cl} [Cl^-]_i \},$$

ёки

$$e^\psi = \frac{p_{Na} [Na^+]_i + p_K [K^+]_i + p_{Cl} [Cl^-]_o}{p_{Na} [Na^+]_o + p_K [K^+]_o + p_{Cl} [Cl^-]_i}.$$

Бу ифодани логарифмлаб, топамиз:

$$\psi = \ln \frac{p_{Na} [Na^+]_i + p_K [K^+]_i + p_{Cl} [Cl^-]_o}{p_{Na} [Na^+]_o + p_K [K^+]_o + p_{Cl} [Cl^-]_i}. \quad (13.41)$$

Агар ўлчовсиз потенциалдан электр потенциалига қайтилса [қ.: (13.32)], у ҳолда (13.41) дан

$$\varphi_m = \frac{RT}{F} \ln \frac{p_{Na} [Na^+]_i + p_K [K^+]_i + p_{Cl} [Cl^-]_o}{p_{Na} [Na^+]_o + p_K [K^+]_o + p_{Cl} [Cl^-]_i}. \quad (13.42)$$

— Гольдман — Ходжкин — Катц тенгласига эга бўламиз.

Ҳужайра ичидаги ва ташқарисдаги ионларнинг турлича концентрацияси ионли насослар билан, актив транспорт системалари билан юзага келтирилган. Тинчликдаги потенциал актив кўчиришга мажбур этилган, деб айтиш ҳам мумкин. Гольдман — Ходжкин — Катц тенгласининг қўлланилиши мисоли сфатида жуда катта аксон кальмарнинг тинчликдаги потенциални ҳисоблаймиз.

Концентрациянинг қийматлари 15-жадвалда берилган. Ионларнинг ўтувчанлик қобиляти жиддий равишда организмнинг ҳолатига боғлиқ.

Ионларнинг сингдирувчанлиги организмнинг ҳолатига жуда қаттиқ боғлиқ. Тинчлик ҳолатида физиологик ҳолатлар сингдирувчанлик коэффициентларининг нисбатлари қуйидагига тенг:

15-жадвал

Ионлар	Концентрация, 1 кг H ₂ O даги мисолларда	
	ҳужайра ичида	ҳужайра ташқарисида
Na ⁺	340	10,4
K ⁺	49	463
Cl ⁻	114	592

$$p_K : p_{Na} : p_{Cl} = 1 : 0,04 : 0,45.$$

Шундай қилиб, тинчликдаги потенциалнинг юзага

келишидаасосий ҳиссани фақат K⁺ ва Na ионлари қўшади. (13.42)га биноан 30°C ҳароратда қуйидагини топамиз:

$$\varphi_m = \frac{8,3 \cdot 303}{9,6 \cdot 10^4} \ln \frac{340 + 0,45 \cdot 592}{10,4 + 0,45 \cdot 114} \approx 59,7 \text{ мВ.}$$

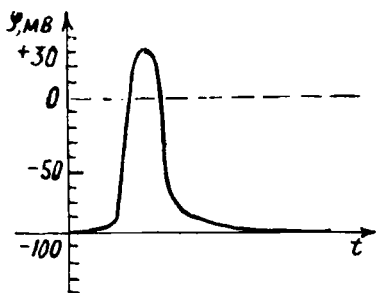
Бу экспериментда олинган 60 мВ қийматга мос келади.

Гольдман — Ходжкин — Катц тенгласидан мувозанатли ҳолат учун Нернст тенгласи (12.46) ни келтириб чиқариши мумкин. Бу ҳолда ҳамма ионларнинг ўтказувчанлигини ҳисобга олмасликка тўғри келади. Масалан, $p_{Na} = 0$ ва $p_{Cl} = 0$, фақат битта сорти иондан ташқари ($p_K \neq 0$). У ҳолда K⁺ ионлари учун

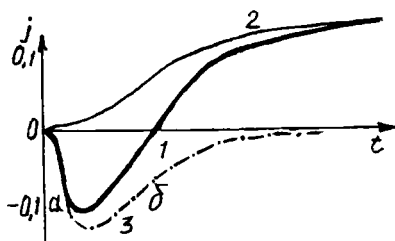
$$\varphi_m = - \frac{RT}{F} \ln \frac{[K^+]_i}{[K^+]_o}.$$

13.8-§. ҲАРАКАТ ПОТЕНЦИАЛИ ВА УНИНГ ТАРҚАЛИШИ

Галаёнланиш пайтида ҳужайра ва атрофни ўраб олган муҳит ўртасида потенциаллар айирмаси ўзгаради, яъни ҳаракат потенциали ҳосил бўлади (13.14-расм). У конденсатор зарядланиши ва зарядсизланиши пайтида юз берадиган аперодик жараёнларни эслатади (қ. 18.1-§). Нерв тўқималарида ҳаракат потенциали тарқалади. Ҳаракат потенциалининг пайдо бўлишида мембрана қаршилигини ўлчаш шунини кўрсатдики, у ҳаракат потенциалининг вақтга боғлиқ кўринишини такрорлаб, ўзгариб туради. Мембрананинг ўтказувчанлиги қайси ионлар учун ўзгаради, деган саволга жавоб бериш учун диққатли ҳаракат потенциали, ҳужайра ичидаги потенциални қисқа мудатли ошувига олиб келишига жалб қилиш лозим (13.14-расм). Ташқи муҳитга нисбатан манфий бўлган потенциал мусбат бўлиб қолади. Агар (12.46) Нернст тенгласи бўйича «аксона-кальмара» мембранасидаги мувозанатли потенциаллари ҳисобласак, бунда K⁺, Na⁺ ва Cl⁻ ионлари учун мос ҳолда — 90, + 46 ва — 29 мВ катталикларга эга бўламиз. Мембрананинг қандайдир бир ионга нисбатан ўтказувчанлигининг ўзгаришида ушбу ион мембрана орқали сизиб ўтади ва мувозанатли ҳолатни юзага келтиришга ҳаракат қилади, лекин топилган сон қийматлари берган маълумотларнинг кўрсатишича, ҳужайра ичига Na⁺ ионлари сизиб ўтади ва у ерда мусбат потенциални ҳосил қилади. Демак, ҳужай-



13.14-расм.



13.15-расм.

ра ғалаёйланиши даврида мембрананинг сингдирувчанлиги фақат натрий ионлари учун ортар экан.

Агар Ом қонунига асосан ток кучининг кучланишга бўлган нисбати ёки бунинг тескариси топилса, қандайдир бир ион учун мембрананинг сингдирувчанлигини (бошқача айтганда, электр ўтказувчанлигини) ёки мембрананинг ушбу ионларга бўлган қаршилигини) ўлчаш мумкин. Амалда эса мембрана сингдирувчанлигининг (ўтказувчанлигининг) қўзғатилиш пайтида вақтга боғлиқ ҳолда ўзгариши бу масалани ҳал этилишини қийинлаштиради. Бу ҳол занжирда электр кучланишининг қайтадан тақсимланишига олиб келади ва мембранада потенциаллар айирмаси ўзгаради. Ходжкин, Хакели ва Катц мембранадаги потенциаллар айирмасининг маълум бир қийматини тажрибада қайд қилишга муваффақ бўлдилар. Бу уларга ионлар тоқини ва шундай қилиб мембрананинг сингдирувчанлигини (қаршилигини) аниқлаш учун ўлчашлар ўтказишга имкон берди.

Бундай қизиқарли ишларнинг натижаси 13.15-расмда келтирилган I эгри чизиқ жуда катта аксон қальмар мембранаси орқали ўтаётган ион тоқининг вақтга боғланишига мос келиб, мембранада потенциалнинг $+56$ мВ ўзгаришида олишган (тишчиликдаги потенциал — 60 мВ га тенг). Тоқнинг йўналиши манфий, бу эса мусбат ионларнинг мембрана орқали ҳужайра ичига ўтишини билдиради. Бу ток олдин аниқлангандек уйғонини даврининг бошида мембрананинг ташқарисига нисбатан концентрацияси кичик бўлган ички томонига Na^+ ионларининг ўтиши билан боғлиқ.

Табииyki, мувозанатнинг бундай тартибда бузилиши туфайли ионлари концентрацияси айтарли даражада кичик бўлган ташқи томонга қўча бошлайди. Тоқнинг қандай қисми «натрийники» ва қанчаси «калийлиники» эканини аниқлаш учун муҳитда аксонни ўраб турувчи Na^+ ионлари бўлмаган чоғда, лекин сунъий равишда ўша аввалгидек қўзғатишни ўтказиш лозим. Бу ҳолда (қ. 2 эгри чизиқ) ток фақат K^+ ионларининг ҳужайра ичидан ташқарисига чиқиши билан боғлиқ. Иккала эгри чизиқнинг фарқи учинчи эгри чизиқда кўрсатилган: 3-1-2, у Na^+ иони тоқининг вақтга боғланишини беради. Бу эгри чизиқдаги a қисм натрий иони ўтувчи каналнинг очилишига, бу эса уларнинг ёпилишига (инактивацияга) мос

келади. Келиб чиқиши оқсиллардан бўлган ион каналлари 13.3 ва 13.11-расмларда кўрсатилган. Улар турли хилдаги ионларни селектив (танлаб олиб) ўтказиши. Каналлар заҳарли моддалар молекулалари билан «ёпилган» (тўсилган) бўлиши мумкин, унинг ўтказувчанлик қобилияти айрим доривор моддаларнинг таъсирига боғлиқ. Шу сабабли мембраналардаги ион каналлари назарияси молекуляр фармакологиянинг муҳим қисми ҳисобланади.

Ходжкин ва Хаксли кўриб ўтилган тажрибалар асосида математик моделлаштириш доирасида турли хил қўзғалувчан структуралар ҳаракат потенциалининг яхши ифодаловчи эгри чизиқни олишди. Улар хусусан, мембрана орқали ўтаётган тоқлар йиғиндисининг зичлигини аниқлаш формуласини топишган:

$$j = C \frac{d\varphi}{dt} + (\varphi - \varphi_K) \overline{g_K} n^4 + (\varphi - \varphi_{Na}) \overline{g_{Na}} m^3 h + (\varphi - \varphi_Y) \overline{g_Y}, \quad (13.43)$$

бу ерда c — мембрананинг бирлик юзасига тўғри келувчи электр сизими; φ — ҳаракат потенциали (мембрананинг ташқи ва ички сирт юзалари орасидаги потенциаллар айирмаси; φ_K , φ_{Na} , φ_Y лар K^+ , Na^+ ва қолган ҳамма бошқа ионлар учун мос равишдаги мувозанатдаги потенциаллари; $\overline{g_K}$, $\overline{g_{Na}}$, $\overline{g_Y}$ — каналлар тўла очиқ бўлганда унга мос келадиган ионлар учун мембрананинг солиштирма ўтказувчанлиги; n — актив (очиқ) каналларнинг ҳиссаси K^+ учун; m — шунинг ўзи Na^+ учун, h — ноактивлашишдан ҳам бошқача бўлган, яъни ёпилмайдиган натрийга тегишли каналлар ҳиссаси. Шундай қилиб, мембрана орқали ўтаётган тоқнинг зичлиги мембрананинг ташқи ва ички сирт юзаларидаги зарядларнинг ўзгарishi $\left(C \frac{d\varphi}{dt} \right)$ орқали ифодаланувчи сизим тоқи (сплжиш тоқи) ва (13.43) тенгламанинг ўнг томонидаги қолган учта қўшилувчи — турли хил ионларнинг мембрана орқали ўтиши билан боғлиқ ҳолда юзага келган ўтказувчанлик тоқи орқали аниқланади.

Ҳаракат потенциалининг нерв толалари бўйлаб тарқалиши механизми нормал физиология курсида ўрганилади. Бу жараённинг математик таърифи, коаксал кабель бўйлаб ёки икки ўтказгичли линия орқали тарқалувчи электромагнит тўлқинларини тасвирловчи ва у билан бир типдаги хусусий ҳосиллаш тенгламага (телеграф тенгласига) олиб келади. Телеграф тенгласининг бир неча хил кўринишда ёзилган шакллари бор. Улардан бирини келтирамиз:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \frac{2\rho_a}{r} \left(C_m \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{\varphi}{\rho_m l} \right). \quad (13.44)$$

Бу ерда φ тинчликдаги потенциалга нисбатан ўлчанадиган ҳужайранинг ички потенциали. U нерв толаси бўйлаб олтиган масофага ва вақт t га боғлиқ; ρ_a ва ρ_m — аксоплазма ва мембранага мос ҳолдаги солиштирма қаршилиқлар; r — нерв толаси радиуси; C_m — мембрана юз бирлигидаги электр сизими. (13.44) ва хусусий ҳосиллаш тенглама ушбу курс доирасидан ташқарида кўрилади.

Ўйғотилган тўлқин (ҳаракат потенциалининг нерв толаси

бўйлаб тарқалиши) билан икки ўтказгичли линиядаги электромагнит тўлқини орасидаги айрим формал ўхшашлик билан бир қаторда бу тўлқинлар орасида принципиал фарқ бор.

Электромагнит тўлқинлари муҳитда тарқалаётиб, ўз энергиясини сарф қила боради ва кучсизланади. Тебраниш энергиясининг диссипацияси, яъни тебраниш (тўлқин) энергиясининг молекуляр иссиқлик ҳаракати энергиясига айланиши юз беради. Электромагнит тўлқинларининг энергия манбаи шу тўлқинларни ҳосил қилувчи манба ҳисобланади, яъни генератор, электр учқуни ва ҳоказо.

Уйғониш тўлқини сўнмайди, чунки у ўзи тарқалаётган муҳитнинг ўзидан энергия олади (кўриб ўтиладиган мисолда зарядланган мембрана энергияси). Тарқалиш жараёнида муҳитдан энергия оладиган тўлқинлар автотўлқинлар, муҳит эса актив муҳит дейилади.

Шундай қилиб, нерв толаси бўйлаб ҳаракат потенциалининг тарқалиши автотўлқинлар шаклида юз беради. Қўзғалувчан ҳужайралар актив муҳит ҳисобланади.

Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, қўзғалышларнинг силлиқ миелинлаштирилмаган нерв толалари бўйлаб тарқалиши тахминан улар радиусларининг квадрат илдиз остида чиқарилган қийматига пропорционал экан ($v \sim \sqrt{r}$). Айрим умуртқасизларда ҳаракат потенциалининг нисбатан катта тезлик билан тарқалишини (20—30м/с) улардаги катта диаметрли (1 мм гача) нерв толалари таъминлайди.

Умуртқали ҳайвонларда қўзғалишнинг тарқалиши тезлигининг ошуви толаларнинг миелинизацияси туфайли эришилади. Миелиннинг солиштирма қаршилиги бошқа биологик мембраналарникига қараганда катта, миелин қатламининг қалинлиги одатдаги ҳужайра мембранасидан юзлаб марта катта бўлади. Тарқалиш тезлиги мембрананинг қалинлигига ҳамда солиштирма қаршилигига боғлиқ бўлгани сабабли тезлик умуртқали ҳайвонларда етарли даражада юқори бўлади. Миелин қатламидаги бузилиш, ҳаракат потенциалининг нерв толалари бўйлаб тарқалишидаги бузилишига олиб келади.



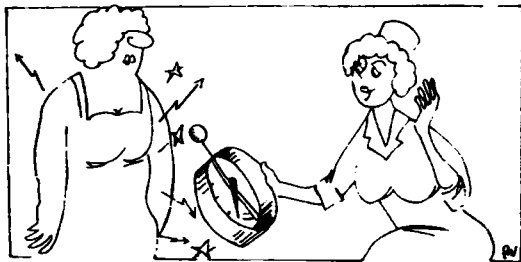
Электр ва магнит ҳодисалар материя мавжудлигининг алоҳида шакллари — электр ва магнит майдонлари ҳамда уларнинг ўзаро таъсирлари билан боғланади. Бу майдонлар, умуман олганда, ўзаро бир-бирига шунчалик боғланганки, бунда ягона электрмагнит майдон ҳақида сўз юритиш қабул қилинган.

Электрмагнит ҳодисаларининг тиббий биологик қўлланилишининг учта йўналиши мавжуд. Улардан биринчиси — организмда содир бўладиган электр ҳодисаларини тушуниш ҳамда биологик муҳитнинг электр ва магнит хоссаларини билиш. Масалан, электркардиографиянинг физик асослари, биологик тўқима ва суюқликларининг электр ўтказувчанлиги, магнитобологиянинг физик асослари, реографиянинг физик асослари ва бошқалар.

Иккинчи йўналиш электрмагнит майдоннинг организмга таъсирининг механизмини тушуниш билан боғлиқ. Бу таъсир даволаш, ишлаб чиқариш ёки иқлим фактори сифатида намойён бўлади.

Учинчи йўналиш — асбоб, аппаратура йўналиши. Электродинамика электрониканинг ва, хусусан, тиббий электрониканинг назарий асосидир. Бу жиҳатдан электродинамиканинг тиббийёт учун аҳамияти яна шунинг учун ҳам ошмоқдаки, биологик системаларнинг кўпгина ноэлектрик параметрини, масалан ҳароратни ўлчаш ва қайд қилиш учун қулай бўлган электр сигналларига айлантиришга ҳаракат қилинмоқда.

Электр майдони



Электр майдони материянын күрүнишларидан бири бүйлб, унынг ёрдамида шу майдонда турган электр зарядларига куч таъсири вужудга келтирилади. Биологик тузилишларда генерация қилинадиган электр майдонининг хоссаси шундаки, у организм ҳолатини аниқлашда ахборот манбаидир.

14.1-§. ЭЛЕКТР МАЙДОННИНГ ХАРАКТЕРИСТИКАЛАРИ — КУЧЛАНГАНЛИК ВА ПОТЕНЦИАЛ

Кучланганлик — электр майдонининг куч характеристикаси бүйлб, у майдоннинг берилган нуқтасига қўйилган нуқтавий зарядга таъсир этувчи кучнинг шу зарядга бўлган нисбатига тенгдир:

$$E = F/q. \quad (14.1)$$

Кучланганлик — вектор катталиқ бүйлб, унинг йўналиши майдоннинг берилган нуқтасида жойлашган нуқтавий мусбат зарядга таъсир этувчи куч йўналиши бир хил бўлади.

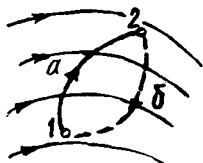
Ихтиёрий нуқталардаги электр майдонининг кучланганлиги аналитик равишда қуйидаги учта тенглама билан берилади:

$$E_x = f_1(x, y, z); E_y = f_2(x, y, z); E_z = f_3(x, y, z). \quad (14.2)$$

бу ерда E_x , E_y , E_z кучланганлик векторининг майдонни тасвирлаш учун киритилган мос координата ўқларига туширилган проекциялари. Электр майдонини график равишда куч чизиқлари ёрдамида тасвирлаш қулай, уларга ўтказилган уринмалар майдоннинг тегишли нуқталаридаги кучланганлик вектори йўналишига мос келади. Одатда куч чизиқлари шундай эччиликда ўтказиладики, уларга перпендикуляр қилиб қўйилган бирлик юзадан ўтадиган чизиқлар сони юза жойлашган ердаги электр майдони кучланганлигининг қийматига тенг бўлади.

Электр майдонининг энергетик характеристикаси потенциалдир.

Электр майдонида q заряд 1-а-2 траектория



14.1-расм.

бўйича силжийди, дейлик (14.1-расм). У ҳолда майдон кучлари иш бажаради, бу ишни кучланганлик орқали ифодалаш мумкин [(14.1) формулага ва пловадаги 12-§ га қаранг]:

$$A = \int_1^2 E_l q dl = q \int_1^2 E_l dl, \quad (14.3)$$

бу ерда dl — элементар силжиш; E_l — \vec{E} нинг $d\vec{l}$ йўналишида олинган проекцияси.

Электростатик майдон кучларининг иши заряднинг шу майдон ичида силжиш траекториясига боғлиқ эмаслигини кўрсатайлик. Бундай хоссага эга бўлган майдон потенциал майдон деб аталади.

Заряд q ёпиқ 1-а-2-б-1 траектория бўйича силжисин (14.1-расм). Майдон электростатик майдон бўлгани учун бу ҳолда майдонни ҳосил қилган зарядлар вазияти ўзгармайди ва уларнинг ўзаро жойлашишига боғлиқ бўлган потенциал энергия ҳам аввалгисича қолаверади. Шунинг учун электростатик майдон кучларининг зарядни ёпиқ траектория бўйича силжитишдаги бажарадиган иши нолга тенгдир.*

$$A = q \oint E_l dl = q \int_1^2 E_l dl + q \int_2^1 E_l dl = 0. \quad (14.4)$$

Заряд q га таъсир қилувчи куч фақат заряднинг майдондаги бошланғич ва охириги вазиятларига боғлиқ бўлгани учун зарядни бир хил траектория бўйича қарама-қарши йўналишда силжитганда майдон кучларининг бажарган иши учун ёзиладиган ифода фақат ишоралари билан фарқланади.

$$q \int_2^1 E_l dl = -q \int_1^2 E_l dl, \quad (14.5)$$

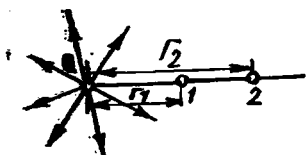
$$q \int_1^2 E_l dl = q \int_1^2 E_l dl.$$

Электростатик майдон кучларининг иши заряд траекториясига боғлиқ бўлмасдан, балки зарядга, силжишнинг бошланғич ва охириги нуқталарига ва майдоннинг ўзига боғлиқ эканлигини (14.5) тенглик билдириб турибди.

Бу хоссага асосан потенциаллар айирмаси ёки кучланиш тушунчаси киритилади.

Сон жиҳатдан майдон кучларининг бирлик мусбат заряди майдоннинг бир нуқтасидан иккинчи нуқтасига силжитганда бажа-

* Нуруланиш туфайли йўқолиш жуда кичик деб фараз қилинади.



14.2-расм.

радиган ишига тенг бўлган катталик майдон икки нуқтаси орасидаги потенциаллар айирмаси деб аталади:

$$U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A}{q} = \frac{q \int_1^2 E_l dl}{q} = \int_1^2 E_l dl \quad (14.6)$$

бу ерда φ_1 ва φ_2 — электр майдонининг 1 ва 2 нуқталарга мос потенциаллари. (14.6) дан кўринадики икки нуқта орасидаги потенциаллар айирмаси майдонга ва танланган нуқталар вазиятига боғлиқ бўлар экан.

Электр майдонининг характеристикаси сифатида потенциаллар айирмаси билан бир қаторда потенциал тушунчасидан ҳам фойдаланилади. Бироқ майдоннинг берилган нуқтаси учун бу тушунча ихтиёрий олинган бирорта майдон нуқтасининг потенциали берилган ҳолдагина бир хил маънога эга бўлади. Амалда Ер билан уланган ўтказгичлар потенциаллини, радиоқурилмалар монтажланган шассиси потенциаллини (ҳар икки ҳолда ҳам ерга уланганлик тўғрисида гап боради) полга тенг, деб ҳисоблаш қабул қилинган. Назарий масалаларда одатда чексиз узоқлаштирилган нуқталар потенциаллини нолга тенг деб қабул қилинади.

Нисбий диалектик сингдирувчанлиги ер бўлган бир жинсли изотроп диэлектрик ичида жойлашган нуқтавий заряд майдонининг потенциаллини ҳисоблаймиз (14.2-расм). 1 ва 2-нуқталар, майдон манбаи Q — заряддан битта куч чизиғи устида тегишлича r_1 ва r_2 масофаларда турган бўлсин. Нуқтавий заряд учун $E = \frac{Q}{4\pi\epsilon_r \epsilon_0 r^2}$ эканини ва $dr = dl$ ни ҳисобга олиб (14.6) ифодани 1-2 кесма бўйича интеграллаймиз:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r_2} E dr = \frac{Q}{4\pi\epsilon_r \epsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{Q}{4\pi\epsilon_r \epsilon_0 r_1} - \frac{Q}{4\pi\epsilon_r \epsilon_0 r_2} \quad (14.7)$$

бу ерда $E_0 \approx 8,85 \cdot 10^{-12}$ ф/м — электр донийси.

Чексиз узоқликдаги нуқта потенциаллини нолга тенг деб фараз қиламиз: $r_2 \rightarrow \infty$ бўлганда $\varphi_2 \rightarrow 0$ у ҳолда (14.7) дан

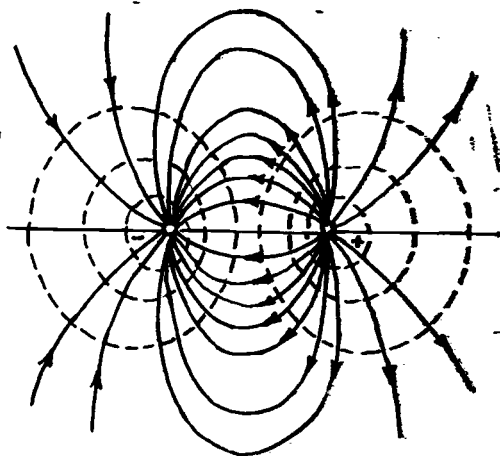
$$\varphi_1 = \frac{Q}{4\pi\epsilon_r \epsilon_0 r_1}$$

га эга бўламиз ёки умумийроқ шаклда:

$$\varphi = \frac{Q}{4\pi\epsilon_r \epsilon_0 r} \quad (14.8)$$

Чексиз узоқлаштирилган нуқта потенциали тўғрисида бошқача мулоҳаза юритиш ҳам мумкин, бироқ юқорида қилинган фараз энг содда (14.8) ифодага олиб келди, одатда, нуқтавий заряд майдони потенциалли шу ифода ёрдамида ҳисобланади.

Турли нуқталар потенци- алларини кўргазмали равиш- да бир хил *потенциалли сиртлар* (эквипотенциал сиртлар) шаклида тасвир- лаш мумкин. Одатда экви- потенциал сиртларни чи- ганда уларнинг потенциа- лини қўшиб сиртлар потен- циалидан бир хил қиймат- да фарқланадиган қилиб чизилади.



14.3-расм.

14.3-расмда эквипотенци- ал сиртлар* (пунктир чи- зиқлар) ва иккита ҳар хил номли бирдай нуқтавий за- рядлар майдонининг куч чизиқлари (туташ чизиқлар) кўрсатилган.

Майдоннинг турли нуқта- ларида электр потенциалнинг координаталарига аналитик ра- вишда боғлиқлиги қуйидаги

$$\varphi = f(x, y, z) \tag{14.9}$$

ёки хусусий ҳолатда бошқа тенглама, масалан, (14.8) билан бе- рилади.

Электр майдони кучланганлиги куч орқали, потенциал эса майдон кучининг иши орқали аниқлангани учун, бу характерис- тикалар ўзаро куч ва ишнинг боғланишларига ўхшаш боғланади. Интеграл боғланиш (14.6) формулада берилган эди, ёки

$$U_{21} = \varphi_2 - \varphi_1 = - \int_1^2 E \, dl. \tag{14.10}$$

Бу ерда, математика қоидаларига кўра, интегралнинг юқори чега- расига чап томондан камаювчи ψ_2 пастки чегарасига — айрилувчи φ_1 мосдир.

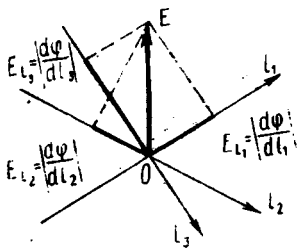
E ва φ орасидаги дифференциал боғланишни топамиз. 2 ва 1- нуқталар истаганча яқин жойлашган деб фараз қилайлик, у ҳолда (14.10) дан

$$d\varphi = -E_1 \, dl, \text{ ёки } E_1 = -d\varphi/dl. \tag{14.11}$$

ни ёзишимиз мумкин.

Йўналиш бўйича олинган потенциал ҳосиласи $\frac{d\varphi}{dl}$ потенциал- нинг қандайдир l йўналишдаги узунлик бирлигида ўзгаришини ифодалайди; E_1 — вектор E нинг шу йўналишга проекцияси.

* Расм текислигида эквипотенциал сиртлар эквипотенциал чизиқлар ёрдамида тасвирланади.



14.4-расм.

(14.11) формуланинг маъноси 14.4-расмдан кўринади. O нуқтага E вектор чизилиб, l_1 , l_2 ва l_3 йўналишларга проекцияланган. Бу проекциялар сон жипҳатдан мос йўналишлар бўйича олинган потенциал ҳосилалари:

$$\frac{d\varphi}{dl_1}, \frac{d\varphi}{dl_2}, \frac{d\varphi}{dl_3}$$

га тенг. Узунлик бирлигига тўғри келувчи энг катта потенциал ўзгариши E (σ) билан устма уст тушувчи тўғри чизиқ бў-

йича бўлади. Минус ишораси потенциалнинг E йўналишида тезда камайиб боришини ва $-E$ йўналишида эса катталашиб боришини кўрсатади. E ни потенциалнинг тескари ишораси билан олинган градиентига тенг дейиш мумкин:

$$E = -\text{grad } \varphi \quad (14.12)$$

Куч чизигига перпендикуляр бўлган йўналишда

$$E_l = 0 \rightarrow d\varphi/dl = 0 \rightarrow \varphi = \text{const.} \quad (14.13)$$

бўлади. Бундан

куч чизиқлари билан эквипотенциал сиртларнинг ўзаро перпендикуляр эканлиги келиб чиқади.

Агар майдон бир жинсли, масалан ясси конденсатор майдони бўлса, у ҳолда (14.6) формуладан бир куч чизиги устида l масофада жойлашган икки нуқта учун

$$E = (\varphi_1 - \varphi_2)/l = U_{12}/l \quad (14.14)$$

ни топамиз. (14.11) ва (14.9) ни ҳисобга олган ҳолда учта координата ўқлари бўйича электр майдонининг кучланганлик вектори проекциясини қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$E_x = -d\varphi/dx, \quad E_y = -d\varphi/dy, \quad E_z = -d\varphi/dz. \quad (14.15)$$

Бу ҳолда кучланганлик қиймати

$$E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2 + E_z^2} \quad (14.16)$$

формула бўйича, E нинг йўналиши эса мазкур вектор билан координата ўқлари орасидаги бурчаклар косинусларининг қийматлари бўйича аниқланади:

$$\cos(E, x) = E_x/E; \quad \cos(E, y) = E_y/E; \quad \cos(E, z) = E_z/E.$$

Агар майдонни N та нуқтавий заряд ҳосил қилгани бўлса, у ҳолда суперпозиция қонуниятидан фойдаланиб, бирор нуқтадаги кучланганликни шу нуқтада ҳар бир заряд ҳосил қилган майдон кучланганликларининг вектор йиғиндисини сифатида ҳисоблаб топиш мумкин:

$$E = \sum_{i=1}^N E_i, \quad (14.17)$$

шу нуқтадаги майдон потенциални эса чексиз узоқдаги нуқталар потенциални нолга тенг деб ҳисоблаб, ҳар бир заряд майдони потенциалларининг алгебраик йиғиндиси каби аниқлаш мумкин:

$$\varphi = \sum_{i=1}^N \varphi_i = \sum_{i=1}^N \frac{Q_i}{4\pi\epsilon_0 r_i} \quad (14.18)$$

Мавжуд электр ўлчов асбоблари кучланганликни эмас, балки потенциаллар айирмасини ўлчашга мўлжалланган. Уни эса шу ўлчашлардан E ва φ орасидаги боғланишдан фойдаланиб аниқлаш мумкин.

14.2-§. ЭЛЕКТР ДИПОЛИ

Бир-биридан бирор масофада (диполь елкаси) жойлашган икки та тенг, лекин қарама-қарши ишорали нуқтавий электр зарядларидан иборат система *электр диполи (диполь)* деб аталади.

Диполнинг асосий характеристикаси унинг *электр моменти* ёки *диполь моменти*дир (14.5-расм). Диполь моменти — вектор бўлиб, заряднинг масофа (диполь елкаси) билан кўпайтмасига, яъни

$$p = ql \quad (14.19)$$

га тенг ва манфий заряддан мусбат заряд томонга йўналган бўлади.

Диполь моментининг бирлиги *кулон-метр*. Диполни кучланганлиги E бўлган бир жинсли электр майдони ичида жойлаштирамиз (14.6-расм). Диполнинг ҳар бир зарядига $F_+ = qE$ ва $F_- = -qE$, кучлар таъсир этади; бу кучлар қарама-қарши йўналган бўлиб, кучлар жуфти моментини ҳосил қилади. 14.6-расмдан кўринадики, у

$$M = qEl \sin \alpha = pE \sin \alpha \quad (14.20)$$

га ёки вектор шаклда

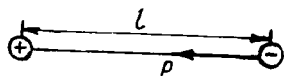
$$M = p \times E \quad (14.21)$$

га тенг. Шундай қилиб,

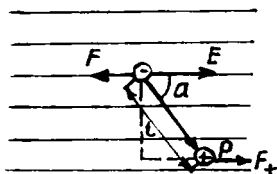
бир жинсли майдондаги диполга — электр моментга, майдондаги диполнинг ориентациясига ва майдон кучланганлигига боғлиқ бўлган айлантирувчи момент

таъсир этади.

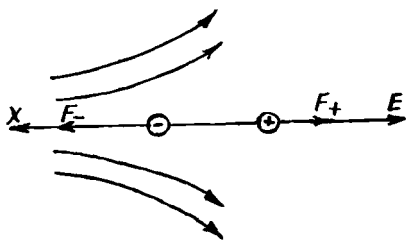
Энди бир жинсли бўлмаган электр майдонидаги диполни кўриб чиқамиз. Содда бўлсин учун диполь майдон куч чизиги бўйлаб жойлашган бўлсин дейлик (14.7-



14.5-расм.



14.6-расм.



14.7-расм.

расм). Унга $F_+ = qE$ ва $F_- = -qE$ кучлар таъсир этади, бу ерда E_+ ва E_- — мусбат ва манфий зарядлар турган жойлардаги мос майдон кучланганликлари (14.7-расмда $E > E_+$). Бу кучларнинг тенг таъсир этувчиси

$$F = F_- - F_+ = qE_- - qE_+ = q(E_- - E_+) \quad (14.22)$$

Кучланганликнинг диполнинг узунлик бирлигига мос келган ўртача ўзгаришини характерловчи катталиқ $(E_- - E_+)/l$ ни киритамиз. Одатда диполь зарядлари орасидаги масофа кичик бўлади, шунинг учун тақрибан

$$(E_- - E_+)/l = dE/dx \quad (14.23)$$

деб ҳисоблаш мумкин, бу ерда dE/dx катталиқ электр майдонини кучланганлигидан олинган ОХ йўналиши бўйича ҳосила бўлиб, электр майдонининг мос йўналиши бўйича қанчалик бир жинсли эмаслигини кўрсатувчи ўлчовидир. (14.23)дан

$$E_- - E_+ = l \frac{dE}{dx},$$

желиб чиқади ва шунда (14.22) формулани

$$F = ql \frac{dE}{dx} = p \frac{dE}{dx} \quad (14.24)$$

шаклда ифодалаш мумкин.

Шундай қилиб, диполга унинг электр моментига ва майдон бир жинсли эмаслик даражаси dE/dx га боғлиқ бўлган куч таъсир этади.

Агар диполь биржинсли бўлмаган электр майдонда куч чизиги бўйлаб ориентацияланмаган бўлса, у ҳолда унга қўшимча яна айлантирувчи момент ҳам таъсир этади. Натижада эркин диполь амалда ҳамيشа майдон кучланганлигининг қийматлари каттароқ бўлган жойларига тортилиб кетади.

Шу вақтгача электр майдонига қўйилган диполь текширилди, лекин диполнинг ўзи ҳам майдон манбаидир. (14.18)га асосан зарядлардан r ва r_1 масофадаги бирор А нуқтада диполь ҳосил қилган майдон потенциали ифодасини ёзамиз (14.8-расм);

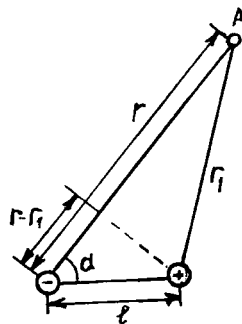
$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_r \epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r} \right) = \frac{q}{4\pi\epsilon_r \epsilon_0} \frac{r - r_1}{rr_1} \quad (14.25)$$

деп фараз қиламиз, у ҳолда $i \ll r$, $i \ll r_1$

$$r \approx r_1 \text{ ва } rr_1 \approx r^2, \quad r - r_1 = i \cos \alpha \quad (14.26)$$

бу ерда α — диполдан A нуқта томон бўлган йўналиш билан p орасидаги бурчак (14.8-расмга қаранг). (14.26) дан фойдаланиб (14.25) дан

$$\varphi = \frac{ql \cos \alpha}{4\pi\epsilon_r \epsilon_0 r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_r \epsilon_0} \frac{p \cos \alpha}{r^2} \quad (14.27)$$



14.8-расм.

га эга бўламиз.

(14.27) формуланинг баъзи татбиқларини кўриб чиқамиз. Электр momenti p бўлган диполь O нуқтада турган бўлсин (14.9-расм), унинг елкаси кичик. (14.27) дан фойдаланиб майдоннинг диполдан бирдай узоқликда ётган иккита A ва B нуқталардаги потенциаллар айирмасини ёзамиз:

$$\varphi_B - \varphi_A = \frac{1}{4\pi\epsilon_r \epsilon_0} \frac{p}{r^2} \times (\cos \alpha_B - \cos \alpha_A). \quad (14.28)$$

p билан тўғри чизиқ AB ёки OC орасидаги бурчакни α билан белгилаймиз, $\angle AOB = \beta$, у ҳолда (14.9-расмга қаранг):

$$\alpha_A = \alpha + \beta/2 + \pi/2, \quad \alpha_B = \alpha - \beta/2 + \pi/2.$$

Бу тенгликларни ҳисобга олиб, тригонометрик алмаштиришларни бажарамиз:

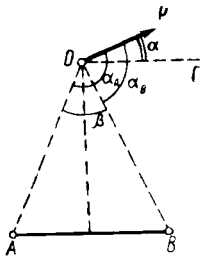
$$\cos \alpha_B - \cos \alpha_A = -2 \sin \frac{\beta}{2} \sin \left(-\frac{\beta}{2} \right) = 2 \sin \frac{\beta}{2} \cos \alpha. \quad (14.29)$$

(14.29)-ни (14.28)-га қўйсак;

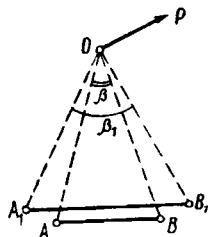
$$\varphi_B - \varphi_A = \frac{1}{4\pi\epsilon_r \epsilon_0} \frac{p}{r^2} 2 \sin \frac{\beta}{2} \cos \alpha = \frac{\sin(\beta/2)}{2\pi\epsilon_r \epsilon_0 r^2} p \cos \alpha. \quad (14.30)$$

га эга бўламиз.

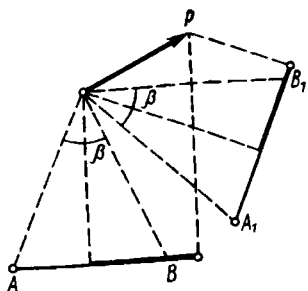
(14.30)-дан диполь майдончадаги икки нуқта потенциалларининг айирмаси (E_r ва r берилганда) шу нуқталарнинг диполдан қаралганда кўринган бурчак ярмининг ($\beta/2$) синусига (14.10-расм) ва диполь электр моментининг шу нуқталарни бирлаштирувчи тўғри чизиққа туширилган проекцияси $p \cos \alpha$ га (14.11-расм) боғлиқлиги кўриниб турибди. Бу изоҳлар (14.27) формулани чиқаришда қилинган чеклашлар миқёсида ўринли бўлади. Электр майдонини ҳосил қилувчи диполь тенг томонли учбурчак ABC марказида турган бўлсин (14.12-расм). У ҳолда (14.30) га мазкур учбурчак томонларидаги кучланишларнинг 1 нисбати унинг томонларига туширилган p нинг проекциялари нисбати каби бўлишини график усулда кўрсатиш мумкин, яъни



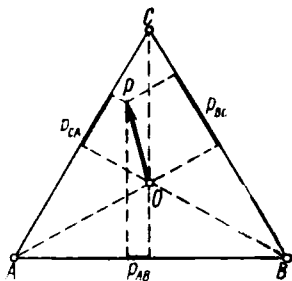
14.9-расм.



14.10-расм.



14.11-расм.



14.12-расм.

$$U_{AB} : U_{BC} : U_{CA} = \rho_{AB} : \rho_{BC} : \rho_{CA}. \quad (14.31)$$

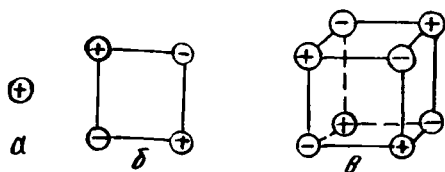
14.3-§. МУЛЬТИПОЛЬ ҲАҚИДА ТУШУНЧА

Диполь маълум симметрияга эга бўлган электр зарядлари системаларининг хусусий ҳолидир. Зарядларнинг симметрия системалари учун яна мисол келтиришимиз мумкин (14.13-расм). Зарядларнинг шунга ўхшаш тақсимланишининг умумий аталиши электр *мультиполярлар*дир.

Улар ҳар хил тартибли бўлади ($l=0, 1, 2$ ва ҳ. к.), мультиполяр зарядлари сони 2 ифода орқали аниқланади. Масалан, *ноль тартибли мультиполь* ($2^0=1$) битта нуқтавий заряд ҳисобланади (14.13-расм, а). *Биринчи тартибли мультиполь* ($2^1=2$) диполь, *иккинчи тартибли мультиполь* ($2^2=4$) — квадруполь (14.13-б расм), *учинчи тартибли мультиполь* ($2^3=8$) — октуполь (14.13-в расм) ҳисобланади ва ҳ. к. Мультиполь майдонининг потенциали ундан узоқроқ масофаларда ($R \gg d$, бунда d — мультиполярнинг

ўлчамлари) $\frac{1}{R^{l+1}}$ га пропорционал равишда камаяди. Заряд учун ($l=0$) $\varphi \sim \frac{1}{R}$, диполь учун ($l=1$) $\varphi \sim \frac{1}{R^2}$ квадруполь учун ($l=2$) $\varphi \sim \frac{1}{R^3}$ ва ҳ. к. бўлади.

Агар заряд фазанинг бирор соҳасида тақсимланган бўлса, зарядлар системаларининг ташқарисиди электр майдонининг потенциалини қуйидаги тақрибий қатор кўринишида тасаввур этиш мумкин:



14.13-расм.

$$\varphi = \frac{f_1}{R} + \frac{f_2}{R^2} + \frac{f_3}{R^3} + \dots \quad (14.32)$$

Бунда R зарядлар системасидан потенциали φ бўлган А нуқтагача бўлган масофа;

f_1, f_2, f_3 — мультиполярнинг кўринишига, унинг зарядларига

ва A нуқтага нисбатан йўналишга боғлиқ бўлган функциялар. (14.32) нинг биринчи қўшилувчиси монополюга тегишли бўлса, иккинчиси — дипольга, учинчиси — квадрупольга тегишли ва ҳоказо. Зарядларнинг нейтрал системаси бўлган ҳолда биринчи қўшилувчи нолга тенг бўлади. Агар R жуда катта бўлса, учинчисидан бошлаб бошқа барча ҳадларни эътиборга олмаса ҳам бўлади. У ҳолда (14.32) дан диполь потенциални олиш мумкин [(14.27)га қараи].

14.4-§. ДИПОЛЬ ЭЛЕКТР ГЕНЕРАТОРИ (ТОКЛИ ДИПОЛЬ)

Вакуумда ёки идеал изоляторда электр диполини исталганча узоқ сақлаш мумкин. Бироқ реал вазиятда (электр ўтказувчи муҳит) дипольнинг электр майдони таъсирида эркин зарядлар ҳаракати вужудга келади ва диполь экранланади ёки нейтралланади.

Дипольга кучланиш манбаини улаш мумкин, бошқача айтганда, кучланиш манбаи клеммаларини диполь деб тасаввур этиш мумкин. У ҳолда, ўтказувчи муҳитда ток бўлишига қарамасдан диполь сақланиб қолади (14.14-а расм), R_1 резистор ўтказувчи муҳит қаршилигининг эквиваленти ҳисобланади, ϵ манбаининг э. ю. к., r — унинг ички қаршилиги (14.4-б расм).

Бутун занжир учун Ом қонунига асосан

$$I = \frac{E}{r + R_1}$$

агар $r \gg R$ бўлса:

$$I = E/r$$

бўлади.

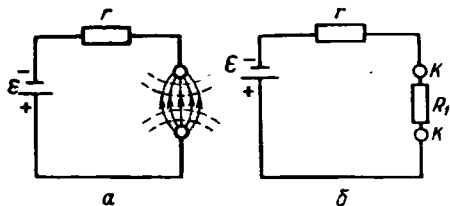
Бу ҳолда ташқи занжирда ток кучи доимо ўзгармай қолади, у муҳитнинг хоссаларига боғлиқ эмас ($r \gg R$ шарт бажарилганда), деб ҳулоса чиқариш мумкин. Токнинг электр занжирга оқиб кириши ва ундан оқиб чиқишидан либорат бўлган икки қутбли системага *диполь электр генератори* ёки *токли диполь* дейилади.

Диполь электр генератори ва электр диполи ўртасида катта ўхшашлик бор бўлиб, у ўтказувчи муҳитда электр майдони ва электростатик майдон ўртасидаги умумий ўхшашликка асосланади. Ясси конденсатор миқолида бу ўхшашликнинг намунасини келтираемиз. Ясси конденсатор пластинкалари орасида солиштирма қаршилиги ёки солиштирма электр ўтказувчанлиги γ ($\gamma = 1/\rho$) бўлган муҳит бўлсин. Ўтказгич каби кўндаланг кесим s ва узунлиги l бўлган конденсатор пластинкалари орасидаги қаршилиқ

$$R = \rho \frac{l}{S} = \frac{1}{\gamma} \frac{l}{S}$$

бўлади.

Электр ўтказувчанлик



14.14-расм.

$$G = \frac{1}{R} = \gamma \frac{S}{l} \quad (14.33)$$

га тенг. Агар (14.33)ни ясси конденсатор учун ифода билан со-
лиштирилса

$$C = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 S}{l} = \frac{\epsilon_a S}{l}, \quad (14.34)$$

унда қуйидаги хулосага келиш мумкин: ўтказувчанлик учун (14.33)
формула, сингим учун (14.34) формуладан абсолют диэлектрик
сингдирувчанлик $\epsilon_a = \epsilon_r \epsilon_0$ ни γ билан алмаштириш йўли билан
ҳосил қилинади.

Ўтказувчан муҳитдаги электр майдонининг электростатик май-
дон билан ўхшашлигининг моҳияти қуйидагиларга олиб келади:
— ток чизиқлари (ўтказувчан муҳитдаги электр майдони) электр-
родларнинг шакли бир хил бўлганда электростатик майдон чи-
зиқларига мос келади;

— бу ва бошқа ҳоллардаги кўпгина формулаларнинг айнан ўх-
шашлиги бор, бир қатор формулалардан бошқаларига ўтиш
 ϵ_0 ни γ га, q ни I га C ни G га (ёки n ни R га) алмаштириш билан
амалга оширилади.

$G = I/U$ Ом қонун $C = q/U$ формулага ўхшаш.

Шу ўхшашликдан фойдаланиб токли диполь учун ҳам ифода
оламыз. Дипольнинг электр моментига ўхшаб, диполь электр гене-
раторнинг диполь моментини киритамиз:

$$p_T = Il,$$

бунда, l — токнинг оқиб кириши ва чиқиши нуқталари орасидаги
масофа.

Диполь электр генераторининг майдон потенциали (14.27) фор-
мулага ўхшаб, қуйидагича ифодаланади:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\gamma} \frac{p_T \cos \alpha}{r^2} \quad (14.35)$$

(чекланмаган муҳитда).

Электростатик майдон кучланганлик чизиқлари токли дипольнинг
электр майдони кучланганлиги чизиқлари билан бир хил (улар
ток чизиқлари билан ҳам мос келади) (14.3-расмга қаранг).

14.3-§ да баён этилишига кўра мультиполь электр генератори ту-
шунчасини киритиш мумкин.

Моҳиятига кўра электр мультиполь генератори бу қандайдир
электр тоklarининг фазовий тўпламидир (ҳар хил токнинг
оқиб кириши ва чиқиши тўплами).

Зарядлар системаларининг майдон потенциаллари учун юқори-
да айтиб ўтилганлар кучсиз ўтказувчан муҳитдаги ток генератори
(токли мультиполь) учун ҳам ўринли бўлади.

Тирик тўқималар электр потенциалларнинг (биопотенциалларнинг) манбаидир.

Тўқима ва орган биопотенциалларининг диагностика (текшириш) мақсадларида қайд қилиш *электрография* деб ном олган. Бундай умумий термин нисбатан кам ишлатилади, кўпинча диагностика методларига тегишли унинг аниқ номлари кенг тарқалгандир: *электрокардиография* (ЭКГ) — юрак мускулларида, уларни уйғотилишида вужудга келадиган биопотенциалларни қайд қилиш, *электромиография* мускулларининг биоэлектрик активлигини қайд қилиш методи, *электроэнцефалография* (ЭЭГ) — бош мия биоэлектрик активлигини қайд қилиш методи ва ҳ. к.

Кўпгина ҳолларда биопотенциаллар электродлар ёрдамида органнинг (юрак, бош мия) худди ўзидан олинмасдан, балки электр майдони шу органлардан ҳосил қилинган бошқа — «қўшни» тўқималардан олинади. Клиник жиҳатдан қаралганда бу қайд қилиш даволаш тадбирларининг ўзини бирмунча соддалаштиради, уш хавфсиз қилади ва энгиллаштиради.

Электрографияга физик ёндашиш «олинаётган» биопотенциалларнинг манзарасига мос келадиган электр генераторининг моделини яратишдан (ташлашдан) иборат. Шунга асосан бу ерда иккита асосий назарий масала туғилади: электр генераторининг (модели) берган характеристикалари асосида, ўлчаш соҳасида потенциални ҳисоблаш — тўғри масала, ўлчанган потенциал ёрдамида электр генераторининг характеристикаларини ўлчаш-тескари масала.

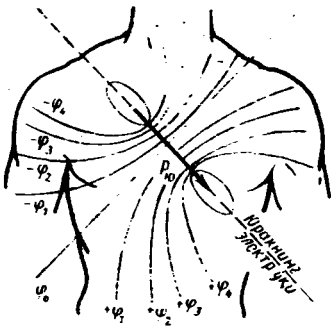
Электрографиянинг физик саволларини кейинги, электрокардиография мисолида аниқ кўриб чиқилади.

Электркардиографиянинг асосий назарий масалаларидан бири юракдан ташқари ўлчанган потенциаллар ёрдамида юрак мускуллари тўқималарида трансмембрана потенциалларининг тақсимланишини ҳисоблаб чиқишдан иборатдир. Бироқ бундай масалаги пухта назарий жиҳатдан ечиб бўлмайди, чунки юрак биопотенциалларининг бирма-бир «ташқарида» намён бўлишининг ўзи, унинг ҳар хил «ички» тақсимланишидан бўлади.

Юрак биопотенциаллари ва уларнинг ташқарида намён бўлиши орасидаги боғланишни аниқлашга физик (биофизик) ёндашиш бу биопотенциалларнинг манбаларини моделлаштиришдан иборатдир.

Бутун юрак электрик жиҳатдан бирорта эквивалент электр генератори сифатида ё соф фаразий (гипотетик), ёки одам танаси шакли кўринишида бўлган ўтказгичдаги электр манбаларининг йиғиндисидан иборат реал қурилма кўринишида тасаввур қилинади. Ўтказгичнинг сиртида, эквивалент электр генераторининг ишлаш патижасида электр кучланиш бўлади, у юрак фаолияти жараёнида одам танаси сиртида юзага келади. Юракни ўраб олган муҳит чекланмаган ва солиштирама электр ўтказувчанлиги ү бўлган бир жинсли деб фараз қилинади.

Бу ҳолда бирор нуқта потенциали учун (14.32)га ўхшаш фор-



14.15-расм.

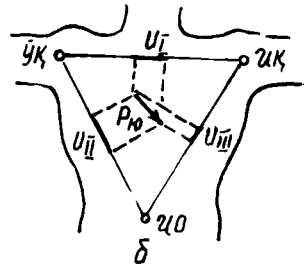
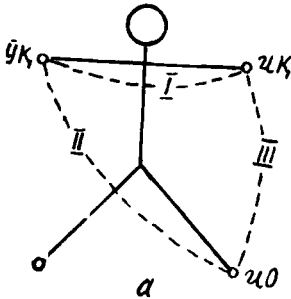
мулани ёзиш мумкин. R нинг катта қийматларида, 14.3-§ да қилинган чекланишлар доирасида, бу ҳолда ҳам дипольга яқинлаштириш билан чегараланиш мумкин, натижада (14.35) формула ҳосил бўлади.

Шундай қилиб, диполь майдон потенциали учун ифода топилди. Бу шуни билдирадики, юракнинг танаси сирт потенциалнинг асосий қисмини унинг диполь ташкил этувчиси ҳосил қилади, бошқача қилиб айтганда агар диполь эквивалент электр генераторидан фойдаланилса, юракнинг электр фаолиятини моделлаштиришга бу-

тунлай эришилади. Атроф муҳитнинг чекланмаганлигини ҳисобга олинса, (14.32) ифодадан фақат бирор кўпайтувчи билан фарқ қилувчи бошқа ифодага ўтиш мумкин.

Юрак ҳақидаги диполли тасаввурни *Эйлтховеннинг тармоқланиш назарияси* асосида тушунтириш мумкин. Бу назарияга бинаван, юрак диполь momenti $P_{\text{ю}}$ * бўлган токли диполь бўлиб, юрак цикли давомида у бурилади, ҳолатини ва қўйилган нуқтасини ўзгартиради (кўпинча бу векторнинг қуйилиш нуқтасининг ўзгариши эътиборга олинмайди).

14.15-расмда P векторининг вазияти ва диполь momenti максимал бўлгандаги вақт momenti учун эквипотенциал чизиқлар кўрсатилган; бу электркардиограмманинг чўққисига тўғри келади (14.17-расмга қарап).



14.16-расм.

16-жадвалда одам ва бир қанча ҳайвонлар учун максимал диполь моментининг қийматлари келтирилган, улар юрак ва тананинг массалари билан солиштирилган.

* Тиббий биологик адабиётда «юракнинг вектор электр юритувчи кучи» жумласи ишлатилади.

Объект	Юрак массаси, г	Тана массаси, кг	Юракнинг максимал диполь momenti, MA · см
Қурбақа	0,16	0,036	0,005
Каламуш	1,10	0,277	0,107
Ит	108	14,2	1,63
Одам	300	71,5	2,32
От	3060	419	13,0

В. Эйнтховен юрак биопотенциаллари айирмасини учлари таҳминан ўнг қўлда — — УҚ, чап қўлда — ЧҚ ва чап оёқда — ЧО жойланган тенг томонли учбурчак учлари орасидан олишни таклиф қилди (14.16-а расм). Бу учбурчак схематик равишда 14.16-б расмда тасвирланган.

Физиологлар терминологияси бўйича, тананинг ички нуқтаси орасида қайд қилинувчи биопотенциаллар айирмасини тармоқ деб аталади.

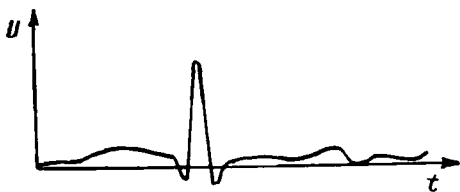
I тармоқ (ўнг қўл — чап қўл), II тармоқ (ўнг қўл — чап оёқ) ва III тармоқ (чап қўл — чап оёқ) қа тегишли мос U_I , U_{II} , U_{III} потенциаллар айирмалари бир-биридан фарқ қилинади. Эйнтховен бўйича юрак учбурчакнинг марказида жойлашган. Тармоқлар (14.31) формула бўйича учбурчак томонларига туширилган юрак электр моментининг проекциялари орасидаги муносабатларни аниқлашга имкон беради. Юрак-диполнинг электр momenti вақт давомида ўзгариб тургани учун тармоқларда кучланишнинг вақтга бўлган боғланишлари олинади, мазкур боғланиш *электрокардиограмма* деб аталади.

14.17-расмда тармоқларнинг биттасидан олинган нормал одамнинг электрокардиограммаси кўрсатилган.

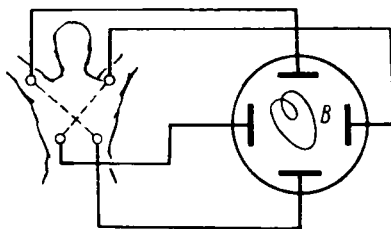
Электрокардиограмма $P_{ю}$ векторининг фазовий ориентацияланиши ҳақида тасаввур бермайди. Бироқ диагностика мақсадлари учун бундай маълумот муҳимдир. Шунинг учун юрак электр майдонини текширишда фазовий текшириш услубидан фойдаланилади. Бу услуб *вектор электрокардиография* дейлади.

Вектор кардиограмма — вазияти юрак цикли вақтида ўзгарувчи $P_{ю}$ векторнинг учига мос нуқталарнинг геометрик ўрнидир.

Вектор кардиограмманинг текислик, масалан фронтал текисликдаги проекциясини амалда икки ўзаро перпендикуляр тармоқ-



14.17-расм.



14.18-расм.

лар кучланишларини қўшиш билан олиш мумкин. Бундай қўшиш-ни экранида B эгри чизиғи кузатиладиган электрон осциллографдан фойдаланиб бажарилиши 14.18-расмда кўрсатилган. Бу эгри чизиқнинг шаклига қараб диагностик хулосалар чиқарилади.

Юракнинг электр активлигини моделлаштиришда Л. И. Тотомир катта ишлар қилган.

14.6 §. ДИЭЛЕКТРИКЛАР ЭЛЕКТР МАЙДОНДА

Электр токни ўтказмайдиган жисмлар *диэлектриклар* дейилади.

«Диэлектрик» термини моддаларни белгилаш учун *М. Фарадей* томонидан киритилган бўлиб, улар орқали электр майдони кириб боради, металлардан фарқли ўлароқ, уларнинг ичида электростатик майдон бўлмайди. Эбонит, чинни, турли хил суюқликлар (масалан, тоза сув), газлар диэлектрик бўлади.

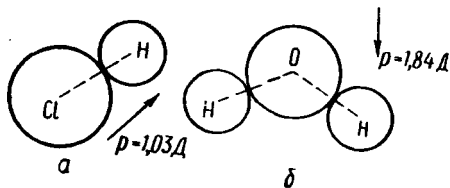
Ташқи шароит ўзгариши (қиздириш, радиоактив нурланиш ва ҳ. к.) натижасида диэлектрик электр токни ўтказиши мумкин. Электр майдонга жойлаштирилган диэлектрик ҳолатининг ўзгаришини унинг молекуляр тузилиши ёрдамида тушунтириш мумкин. Диэлектрикни шартли равишда уч турга ажратамиз: 1) *қутбланган (поляр) молекулали*; 2) *қутбланмаган (нополяр) молекулали*; 3) *кристалл диэлектриклар*.

Сув, нитробензол ва бошқалар биринчи тур диэлектрик моддаларга киради. Бундай диэлектрикларнинг молекулалари носимметрик, улардаги мусбат ва манфий зарядларнинг «огирлик марказлари» бир-бирига тўғри келмайди ва улар ҳатто электр майдони йўқлигида ҳам диполь моментига эга бўлади.

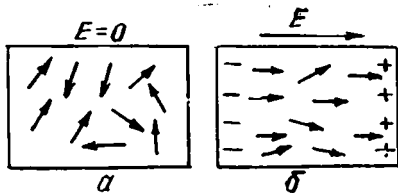
14.19-расмда хлорид кислотанинг (а), сувнинг — (б) молекулалари ва уларга мос дебайларда* ифодаланган диполь моментлари схематик равишда кўрсатилган.

Электр майдони бўлмаганда молекулаларнинг диполь моментлари хаотик ориентацияланган бўлади (14.20-а расм) ва барча N та молекула моментларининг вектор йиғиндиси нолга тенг:

$$\sum_{i=1}^N p_i = 0.$$



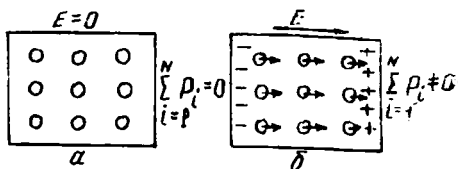
14.19-расм.



14.20-расм.

* Дебай (Д) — диполь моментининг системадан ташқари ўлчов бирлиги, $1\text{Д} = 3,33565 \cdot 10^{-30}\text{Кл} \cdot \text{м}$.

Агар диэлектрик электр майдонига жойлаштирилса, молекулаларнинг диполь моменти майдон бўйича ориентацияланишга интилади (14.20-б расм), бироқ хаотик пессиклик-молекуляр ҳаракат натижасида гўла ориентацияланиш вужудга келмайди. Бу ҳолда



14.21-расм.

$$\sum_{i=1}^N p_i \neq 0.$$

Иккинчи тур диэлектрикларга молекулалари электр майдони бўлмаганда диполь моментига эга бўлмайдиган моддалар (масалан, водород, кислород ва бошқалар) киради. Бундай молекулаларда электронлар ва ядролар зарядлари улардаги мусбат ва манфий зарядларнинг «оғирлик марказлари» бир-бирига тўғри келадиган бўлиб жойланади. Агар қутбланмаган молекула электр майдонига киритилса, улардаги ҳар хил зарядлар қарама-қарши томонга бир оз силжийди ва молекула диполь моментига эга бўлади.

14.21-расмда бундай диэлектрикнинг молекуласи доирачалар шаклида майдон йўқлигида — (а) ва майдон борлигида — (б) схематик равишда кўрсатилган. Доирачалардаги стрелкалар молекулаларнинг диполь моментларини билдиради. Учинчи тур — кристалл диэлектриклар (масалан, NaCl) уларнинг панжараси мусбат ва манфий ионлардан иборат. Бундай диэлектрикни, схематик равишда, бири мусбат, иккинчиси манфий зарядланган иккита панжара бирлашмаси каби тасаввур этиш мумкин. Майдон бўлмаганда панжаралар симметрик жойланади. Бундай диэлектрикнинг электр моментининг йўқлиги нолга тенг*. Агар диэлектрик электр майдонига жойлаштирилса, у ҳолда панжаралар бир оз қарама-қарши томонга силжийди ва диэлектрик электр моментга эга бўлиб қолади.

Электр майдонидаги диэлектрикларда юз берадиган барча жараёнларни умумий — *қутбланиш* термини, яъни диэлектрикда қутбланганлик пайдо бўлганлигини кўрсатувчи термин билан аташ мумкин.

Биринчи тур диэлектриклар учун ориентацион қутбланиш, иккинчиларга электронли, яъни асосан электронларнинг силжиши юзага келган қутбланиш, учинчи турга — ионли қутбланиш характерлидир. Реал диэлектрикларда ҳамма кўринишдаги қутбланишнинг бир вақтда рўй бериши мумкин бўлганлиги учун уни бундай турларга бўлиш бирмунча шартлидир.

Электр майдонида жойлаштирилган диэлектрикнинг қутбланиш ҳолатига майдон кучланганлигининг ўзгариши таъсир этади. Ди-

* Қатъий қилиб айтганда, ионли кристаллар ташқи майдон йўқлигида ҳам электр моментга эга бўлиши мумкин, бироқ бу ерда у ҳисобга олинмайди.

электрикнинг қутбланиш даражасини ёлғиз ундаги молекулалар

электр моментларининг йиғиндисини $\left(\sum_{i=1}^N p_i \right)$ билан характерлаб бўл-

майди, чунки бу катталик, хусусан, ҳажмга боғлиқ бўлади. Диэлектрикнинг қутбланиш ҳолатини баҳолаш учун *қутбланиш вектори* (ёки қутбланганлик) деб аталувчи катталикни киритамиз. Унинг ўртача қиймати диэлектрик элементи электр моментининг шу элемент ҳажмига нисбатининг йиғиндисига тенгдир:

$$P_e = \sum_{i=1}^N \frac{p_i}{V} \quad (14.36)$$

Қутбланганлик бирлиги *квадратметрга кулон* ($\text{Кл}/\text{м}^2$) ҳисобланади.

Диэлектрик қутбланганда унинг сиртларидан (ёқларидан) бирида мусбат, иккинчисидан манфий зарядлар ҳосил бўлади (14.20-б ва 14.21-б расмга қаранг). Бу электр зарядларига — *боғлиқ зарядлар* дейилади, чунки улар диэлектрикнинг молекулаларига (ёки ион қутбланиш бўлганда кристалл панжарага) тегишли бўлади ва молекулалардан ажралган ҳолда силжий олмайди ёки диэлектрик сиртидан, эркин зарядлар сингари узоқлаша олмайди, идеал диэлектрикда эса бундай зарядлар бўлмайди.

Электр майдонининг кучланганлиги ортиб борганда молекулалар ориентацияси тартибланади (ориентацияион қутбланиш), молекулаларнинг диполь моментлари катталашади (электрон қутбланиш) шунингдек «қисм панжара» (ион қутбланиш) кўчниси ҳам ўзгаради. Буларнинг ҳаммаси боғланган электр зарядлари $q_{\text{боғ}}$ — сирт зичлигининг катталанишига олиб келади. Шундай қилиб, $\sigma_{\text{боғ}}$ ҳам электрик қутбланиш даражасини характерлайди.

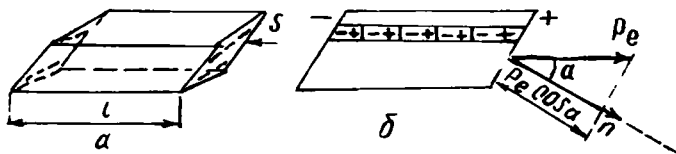
Параллелепипед шаклида ясалган қутбланган диэлектрик мисолида P_e ва $q_{\text{боғ}}$ орасидаги боғланишни аниқлаймиз (14.22-а расм). Бундай параллелепипед диполлар йиғиндисидан иборат бўлиб, уларни содда бўлсин учун, «занжирчалар» каби тасаввур этиш мумкин, улардан бири 14.22-б-расмда кўрсатилган. Диполь «занжирчаларининг» ички қисмлари электрик жиҳатдан қоплангани учун бундай «занжирча» зарядлари орасидаги масофа параллелепипед қиррасига тенг бўлиб узун диполга ўхшайди.

Агар параллелепипеднинг s юзли ёғида боғланган $q_{\text{боғ}}$ заряд пайдо бўлса, унда бутун параллелепипеднинг умумий электр momenti $\left| \sum_{i=1}^N p_i \right|$

сон жиҳатдан $q_{\text{соғ}} l$ га тенг, лекин $q_{\text{боғ}} = \sigma_{\text{боғ}} \cdot S$ бўлгани учун $\left| \sum_{i=1}^N p_i \right| = \sigma_{\text{боғ}} \cdot S l$ деб ёзиш мумкин.

Параллелепипеднинг ҳажми $V = sl \cos \alpha$
Кейинги икки тенгликка асосан

$$\left| \sum_{i=1}^N p_i \right| = \frac{\sigma_{\text{боғ}} V}{\cos \alpha}, \quad \text{га эга бўламиз.} \quad (14.37)$$



14.22-расм.

(14.36) ва (14.37) ни ҳисобга олсак:

$$P_e = \left| \sum_{i=1}^N p_i \right| / V = \frac{\sigma_{\text{оғ}}}{\cos \alpha}$$

га эга бўламиз. Бундан

$$\sigma_{\text{оғ}} = P_e \cos \alpha. \quad (14.38)$$

Шундай қилиб, боғланган зарядларнинг сирт зичлиги векторнинг параллел-лепид томонида перпендикуляр бўлган ташкил этувчисига тенг.

Мисол сифатида бир жинсли электр майдонига жойланган ясси диэлектрикни кўриб чиқамиз (14.23-расм); E_0 — майдоннинг диэлектрик йўқлигидаги кучланганлиги (вакуумдаги майдон). Боғланган зарядлар кучланганлиги $E_{\text{боғ}}$ бўлган бир жинсли майдон ҳосил қилади. Натижада диэлектрик пчида кучланганлиги сон жиҳатдан

$$E = E_0 - E_{\text{боғ}}. \quad (14.39)$$

бўлган электр майдони вужудга келади.

Маълумки, нисбий диэлектрик сингдирувчилик зарядларнинг вакуумдаги ўзаро таъсир кучининг, уларнинг шу масофада муҳитдаги ўзаро таъсир кучига нисбатига тенг:

$$F_0/F = \epsilon_r, \quad \text{ёки} \quad F_0 = \epsilon_r F.$$

Электр майдони кучланганлиги зарядга таъсир этувчи кучга пропорционал бўлганидан (14.1-§ га қаранг) E_0 ва E учун шунга ўхшаш муносабатларни ёзиш мумкин:

$$E_0 = \epsilon_r E. \quad (14.40)$$

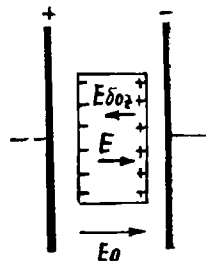
Боғланган электр зарядлари ҳосил қилган электр майдонининг кучланганлиги $E_{\text{боғ}} = \sigma_{\text{боғ}}/\epsilon_0$. Мазкур мисол учун (14.39)-дан $\sigma_{\text{боғ}} = P_e$, у ҳолда $E_{\text{боғ}} = P_e/\epsilon_0$. Бу формулани (14.40) ва (14.39)га қўйиб $E = \epsilon_r E - P_e/\epsilon_0$, ёки $E (\epsilon_r - 1) = P_e/\epsilon_0$, ни оламиз, бундан

$$P_e = \epsilon_0 (\epsilon_r - 1) E. \quad (14.41)$$

Қўтланиш вектори электр майдонининг диэлектрикдаги кучланганлигига пропорционалдир. (14.41) га асосан муҳитнинг диэлектрик қабул қилувчанлиги тушунчаси киритилади:

$$\chi = \epsilon_r - 1, \quad (14.42)$$

бу тушунча ҳам диэлектрик сингдирувчанлик ϵ_r билан бир қаторда диэлектрикнинг қўтланиш қобилиятини характерлайди ва унинг молекуляр тузилишига



14.23-расм.

ҳамда ҳароратига боғлиқ бўлади. Ўзгарувчан электр майдонида r ва χ катталиқ частотага боғлиқ равишда ўзгаради. 17-жадвалда турли биологик муҳит ва баъзи моддалар учун уй ҳароратида ўзгармас электр майдонидаги қийматлари келтирилган.

Ўзгармас ва ўзгарувчан электр майдонларнинг пчида нормал ва патологик тўқималар ҳамда муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлигидаги ўзгаришлардан диагностика мақсадлари учун фойдаланилмоқда.

17-жадвал

ϵ_r		ϵ_r	
Керосин	2	Тухум	72
Ўсимлик ёғи	2—4	Сув	81
Шпша	6—10	Соф қон	85
Крахмал	12	Миянинг кулранг моддаси	85
Сигир сути	63	Кўрув нерви	89
		Мия оқ моддаси	90

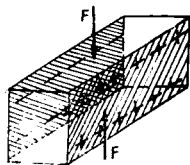
14.7-§. ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК ЭФФЕКТ

Кристаллик диэлектрикларда деформация вақтида қутбланиш электр майдони бўлмаганда ҳам вужудга келиши мумкин. Бу ҳодиса *пьезоэлектрик эффект (пьезоэффект)* деб аталади.

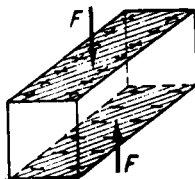
Пьезоэффектлар *кўндаланг* (14.24-расм) ва *бўйлама* (14.25-расм) хилларига ажратилади. Стрелкалар кристаллига таъсир этувчи кучларни кўрсатади. Деформация ишораси ўзгарса, масалан, сиқилишдан чўзилишга ўтиса, ҳосил бўлувчи қутбланиш зарядларининг ишораси ҳам ўзгаради.

Пьезоэлектрик эффект механик деформация вақтида элементар кристалл ячейкаларнинг бир-бирига нисбатан силжиши туфайли юзага келади. Қутбланиш вектори механик деформацияланиш катта бўлмаганда унинг катталигига пропорционал бўлади. Панжаранинг элементар ячейкаси симметрия марказига эга бўлмаган моддаларда, масалан кварцда, сегнет тузи ва бошқа кристалларда пьезоэффект ҳосил бўлади.

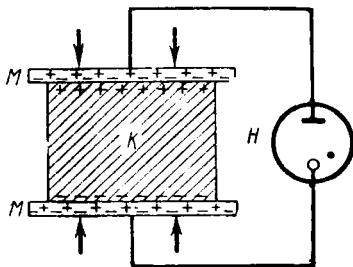
Пьезоэффектни намоён қилиш учун схемаси 14.26-расмда



14.24-расм.



14.25-расм.



14.26-расм.

кўрсатилган қурилмаган фойдаланиш мумкин. Пьезоэлектрик хоссага эга кристалл K га металл пластинка M бириктирилиб, улар неон лампа H орқали уланади. Бу лампа озгина ток истеъмол қилади ва муайян кучланишда ёнади, яъни ўзига хос кучланиш индикаторидир. Кристаллни уриш (деформациялаш) вақтида унинг ёнларида, демак, металл пластинкаларда ҳам кучланиш пайдо бўлади ва неон лампа бирданига ёнади.

Кўриб ўтилган бевосита тўғри пьезоэлектрик эффе́кт билан бир қаторда кристалларга электр майдони қўйилганда уларнинг деформацияланиши каби тескари пьезоэффе́кт ҳам кузатилади.

Ҳар икки пьезоэффе́кт (тўғри ва тескари) механик катталикни электрик катталikka ва тескарисига алмаштириш зарур бўлган ҳолларда ишлатилади. Масалан, табобатда тўғри пьезоэффе́ктдан пульсни ўлчаш датчикларида, техникада адаптерлар, микрофонларда вибрацияларни ўлчашда, тескари пьезоэффе́ктдан эса-ультратовуш частотали тўлқинлар ва механик тебранишлар ҳосил қилишда фойдаланилади.

Суяк тўқимасида силжиш деформацияси бўлганда пьезоэффе́кт ҳодисаси юзага келади.

Эффе́ктнинг сабаби — бирлаштирувчи тўқимадаги асосий оқсилнинг — коллагеннинг деформациясидир. Шунинг учун ҳам пай ва тери пьезоэлектрик хоссага эга. Нормал функционал нагрузкада ҳамда суяк тузилишида дефектлар бўлмаганда унда фақат сиқилиш — чўзилиш деформацияси пайдо бўлади ва пьезоэффе́кт рўй бермайди. Агар бирорта камчилик бўлса силжиш деформацияси вужудга келади ва пьезоэффе́кт рўй беради. У суяқда доимо бўладиган емирилиш яратилиш жараёнларига таъсир кўрсатади ва силжишини йўқотишда ёрдам кўрсатади (суякнинг архитектураси ва шакли ҳам ўзгаради). Пьезоэффе́кт таъсирининг мумкин бўлган иккита механизми қуйидагилардир: а) электр майдони коллаген ҳосил қилувчи тўқималарнинг активлигини ўзгартиради ва б) электр майдони макромолекулаларни жойлашишида иштирок этади. Бу масалаларни В. Ф. Чепель тадқиқот этган.

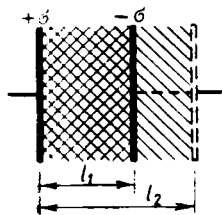
14.8-§. ЭЛЕКТР МАЙДОН ЭНЕРГИЯСИ

Зарядлар ва зарядланган жисмлар системаси, зарядланган конденсатор энергияга эга бўлади.

Конденсаторни унга уланган лампочка орқали разрядлаганда, лампочканинг бирданига ёниб кетиши мисолида бунга ишонч ҳосил қилиш мумкин.

Конденсатор майдони энергиясини ҳисоблаймиз. Уни зарядлаш учун мусбат заряд dq ни кўп марта бир қопламасидан иккинчисига кўчирамиз. Заряд кўчирилган сари конденсатор қопламлари орасидаги кучланиш ортиб бораверади. Конденсаторни зарядлаш учун электр майдонининг кучларига қарши бажарилиши лозим бўлган иш конденсатор энергиясига тенг бўлади:

$$E_{эл} = A.$$



14.27-расм.

Зарядни майдон кучларига қарши кўчиришга сарфланган элементар иш $dA = Udq$ га тенг, dq зарядни конденсаторнинг бир қопламасидан иккинчи қопламасига кўчириш, унинг кучланишини dU га ўзгартиради ва у ҳолда электр сизими формуласидан $dq = CdU$ ни ёзамиз, демак $dA = CUdU$. Бу тенгликни $U_0 = 0$ дан бирор-та охириг қиймат U гача бўлган чегарада интеграллаб, зарядланган конденсатор майдонининг энергияси учун ифодани ёзамиз:

$$A = E_{э.л} = \frac{1}{2} CU^2 \quad (14.43)$$

ёки $C = q/U$ эканини ҳисобга олиб,

$$E_{э.л} = qU/2 = q^2/(2C). \quad (14.44)$$

Агар кучланиш манбаидан узилган конденсаторни қопламаларидаги зарядни ўзгартирмай, унинг қопламаларини l_1 дан l_2 гача бир-бирдан узоқлаштирилса, у ҳолда электр сизими камаяди. (14.44) дан кўринишича, конденсатор энергияси электр майдони эгаллаган ҳажм катталашган сарф ортиб боради (14.27-расм), майдон кучланганлиги эга ўзгармай қолади. Бундан зарядланган конденсаторнинг энергияси электр майдони эгаллаган ҳажм ичда тўпланганлиги аниқ кўринади.

Ўзгарувчан электромагнит майдон мисолида электр майдон энергиясининг мавжудлигини бундан ҳам ишончлироқ қилиб кўрсатиш мумкин (узоқ масофага сигнал юбориш, ёруғлик босими ва ҳоказо).

Майдон энергиясининг унинг характеристикаси орқали ифодалаймиз. Шу мақсадда (14.43)ни ўзгартириб ёзамиз, бу формулага ясси конденсатор учун ифодани ва (14.13) дан кучланишни қўйиб

$$E_{э.л} = \varepsilon_r \varepsilon_0 E^2 V/2, \quad (14.45)$$

ни ҳосил қиламиз, бунда $V = sl$ электр майдони эгаллаган ҳажм.

Ясси конденсатор электр майдонини бпр жипсли деб фараз қилиб, (14.15)ни ҳажмга бўлсак, майдон энергиясининг ҳажмий зичлигини оламиз:

$$\omega_{э.л} = \varepsilon_r \varepsilon_0 E^2/2. \quad (14.46)$$

Ҳажмий зичлиқнинг бирлиги кубметрга жоуль ($ж/м^3$) ҳисобланади.

Пировардида (14.46) формуланинг бпржинсли бўлмаган электр майдони учун ҳам ўринли эканини эслатиб ўтамиз, аммо бу ҳолда у энергиянинг муайян нуқтадаги ҳажмий зичлигини ифодалайди.

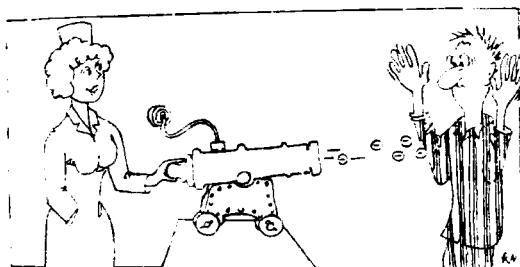
Бундай майдон энергиясини маълум ҳажм бўйича (14.46)ни интеграллаш билан топниш мумкин:

$$E_{э.л} = \frac{\varepsilon_0}{2} \int_V \varepsilon_r E^2 dV.$$

Умумий ҳолда исббий диэлектрик сингдирувчанлик муҳитнинг ҳар хил нуқталарида бошқача қийматга эга, яъни у координатларга боғлиқ, шунинг учун бу ифодада ϵ_r интеграл остида бўлади.

Ҳн бешинчи боб

Электр токи



Электр токи деганда, одатда, электр зарядларининг йўналтирилган ҳаракати тушунилади. У иккига бўлинади: ўтказувчанлик токи ва конвекцион ток. Ўтказувчанлик токи — бу ўтказувчи жисмларда зарядларнинг йўналтирилган ҳаракатидир, чунончи, металлларда электронлар, ярим ўтказувчиларда ионлар, газларда эса ион ва электронларнинг йўналган ҳаракатидир. Конвекцион ток — бу зарядланган жисмлар ҳаракати ва ва электронларнинг ёки бошқа зарядли заррачаларнинг вакуумдаги оқимидир.

Токларнинг юқорида келтирилган синфлари бирмунча шартлидир. Масалан, ўзгарувчан электр майдонни ҳам ток — уни силжиш токи дейилади. Ҳар бир исталган токнинг ҳеч бўлмаганда битта умумий хусусияти бор, у ҳам бўлса ток — магнит майдонининг манбаи ҳисобланади.

Мазкур бобда электр токи ва ток майдонининг баъзи характеристикалари, электролитлардаги ва газлардаги ток ва термoeлектрик ҳодисалари кўриб чиқилади.

15.1-§. ТОК ЗИЧЛИГИ ВА КУЧИ

Ўтказгич бўйича мусбат электр зарядларининг йўналиши ҳаракатининг траекториясини *ток чизиқлари* деб атаймпз, бу чизиқларнинг уринмалари эса заряднинг тартибланган ҳаракат тезлигининг йўналишини кўрсатади. Одатда ток чизиқлари заряд тезлигига эмас, балки ток зичлигига боғлиқ.

Ток зичлиги — электр токнинг вектор характеристикаси бўлиб, сон жиҳатдан ток ҳосил қилувчи, зарядланган заррачалар ҳаракатининг йўналишига перпендикуляр бўлган, бирлик юзадан ўтувчи ток кучининг шу элементар юзага нисбатига тенг:

$$j = dJ/dS$$

13.4-§ да заррачалар оқимининг зичлиги, концентрацияси ва йўналтирилган ҳаракат тезлиги орасидаги боғланиш аниқланган эди. [(13.29)га қаранг]:

$$J = nv$$

Агар бу формулани ток ташувчи q зарядга кўпайтирсак, у ҳолда ток зичлигини оламиз:

$$j = qJ = qnv \quad (15.1)$$

Буни вектор кўринишда ёзсак:

$$\vec{j} = qn\vec{v} \quad (15.2)$$

\vec{j} — вектор ток чизиқларига уринма бўйлаб йўналади. Ток кучи учун қуйидаги ифодани ёзамиз:

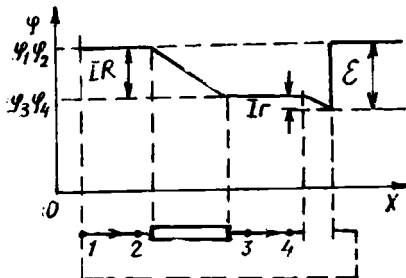
$$J = dq/dt \quad (15.3)$$

Бирор кесим ёки сирт орқали заряднинг вақт бўйича олинган ҳосиласи бу токдир.

15.2-§. ЭЛЕКТР МАНБАЛАРИНИНГ ЭЛЕКТР ЮРИТУВЧИ КУЧИ

Ўтказгичлардан доимо ток оқиб туриши учун унинг учларида ҳар доим потенциаллар айирмаси сақланиб турилиши зарур. Буни ток манбалари томонидан амалга оширилади.

Берк занжир бўйлаб (15.1-расм) мусбат заряд ҳаракатланади, дейлик. Идеал ҳолда, уловчи (1—2 ва 3—4 қисмлардаги) ўтказгичлар қаршилигини нолга тенг, яъни 1 ва 2 (3 ва 4) нуқталар потенциаллари бир хилда деб қабул қиламиз. Бундай ўтказгичларда майдон кучланганлигининг нолга тенг эканлиги (14.15) дан келиб чиқади. Зарядларнинг муайян йўналишдаги ҳаракати «инерция бўйича», қаршиликсиз ва тезлаштирувчи кучсиз ҳосил бўлади. 2—3 қисмдаги потенциаллар айирмаси ($\varphi_3 - \varphi_2$) кучланиш тушиши IR га тенг. Потенциаллар айирмасининг мавжудлиги ўтказгичда



15.1-расм.

да электр майдони кучланганлигининг нолдан фарқлигини кўрсатади. Шунингдек, зарядга электр майдонининг кучи таъсир қилади, бундан ташқари зарядлар металлларда кристалл панжаранинг ионлари билан ўзаро муносабатда бўлади, бу эса ишқаланиш кучини (электр қаршилигини) юзага келтиради.

4—1 қисмда мусбат заряд кичик потенциал (φ_4) дан катта-роқ потенциал (φ_1) га ўтади.

Электр майдонининг кучларига қарши бу каби кўчиши *четки кучлар* ($F_{\text{чет}}$) номини олган кучлар таъсири остида рўй беради. Бу кучларнинг табиати электростатик кучлардан бошқа, яъни химиявий, электромагнит, механик ва бошқача бўлиши мумкин.

Четки кучлар иш бажаради.

Сон жиҳатдан бирлик мусбат зарядни бутун занжир бўйича кўчириш учун четки кучларнинг бажарадиган ишга тенг бўлган катталик ток манбаининг электр юритувчи кучи (э. ю. к) деб аталади.

Амалда четки кучларнинг иши ток манбаининг ичидагина нолдан фарқ қилади. (14.1) га мувофиқ, бирлик мусбат зарядга нисбатан олинган четки куч-четки кучлар майдонининг кучланганлигига тенг:

$$E_{\text{чет}} = F_{\text{чет}}/q. \quad (15.4)$$

э. ю. к таърифидан ва ишнинг умумий формуласидан

$$\mathcal{E} = \oint E_{\text{чет}l} dl, \quad (15.5)$$

ни ёзиш мумкин, бу ерда $E_{\text{чет}l}$ четки кучлар майдони кучланганининг \vec{dl} йўналишига туширилган проекцияси.

Бу ерда интеграллашни бутун контур бўйича бажармасдан, балки ток манбалари жойлашган қисмлар бўйича бажариш мумкин. (15.5) дан кўринадики, контурдаги э. ю. к. четки кучлар айланишига тенг (Илова, 12-§ га қаранг).

Қаршилиги r га тенг ток манбаи ичидаги $4-1$ йўналишда потенциалнинг катталаниши билан бирга, потенциалнинг Jr га тенг пасайиши ҳам мавжуд (15.1-расм). Расмда график тагида занжир бўйлаб потенциалнинг тақсимланиши кўрсатилган.

э. ю. к. потенциалнинг ток манбаида эгри-бугри шаклда ўзгаришига тўғри келади.

15.3-§. ЭЛЕКТРОЛИТЛАРНИНГ ЭЛЕКТР ЎТКАЗУВЧАНЛИГИ

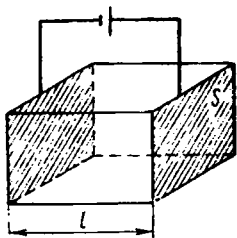
Биологик суюқликлар электр ўтказувчанлиги металлларнинг электр ўтказувчанлигига ўхшаш бўлган электролитлардир: иккала муҳитда ҳам газлардан фарқли ўлароқ ток ташувчилар электр майдонига боғлиқ бўлмаган ҳолда ҳосил бўлади. Шунинг учун (15.1) ифода электролитлар учун ҳам тўғри бўлади, лекин металллардан фарқ қилиши учун уни мусбат ва манфий ионлар учун алоҳида-алоҳида ёзиш мумкин:

$$j_+ = qn_+ v_+ \quad \text{ва} \quad j_- = qn_- v_-. \quad (15.6)$$

Токнинг умумий зичлигини:

$$j = j_+ + j_- = q(n_+ v_+ + n_- v_-). \quad (15.7)$$

Агар ҳар бир молекула иккита ионга диссоциланади деб фараз



15.2-расм.

қилинса, у ҳолда мусбат ва манфий ионлар концентрацияси бир хил бўлади:

$$n_+ = n_- = an, \quad (15.8)$$

бу ерда a — диссоциланиш коэффициенти, n — электролит молекулаларининг концентрацияси.

Ионларнинг электр майдонидаги йўналган ҳаракатини тақрибан текис ҳаракат деб ҳисоблаш мумкин, у ҳолда электр майдони томонидан ионга таъсир қилувчи куч qE_1 тезликка пропорционал ҳисобланувчи пиқаланиш

кучи gv га тенг.

$$qE_1 = gv$$

бундан $qr = b$ билан алмаштириб,

$$v = bE \quad (15.9)$$

ни оламиз. Пропорционаллик коэффициентни b га ионлар ҳаракатчанлиги дейилади. У сон жиҳатдан электр майдони вужудга келтирган ионнинг йўналган ҳаракати тезлигининг шу майдон кучланганлиги нисбатига тенг*.

Турли ишорали ионлар учун (15.9)дан тегишлиги

$$v_+ = b_+E \text{ ва } v_- = b_-E. \quad (15.10)$$

га эга бўламиз. (15.8) ва (15.10) ни (15.7) га қўйиб:

$$j = nq\alpha (b_+ + b_-) E. \quad (15.11)$$

ни топамиз.

Электролитни тўғри бурчакли параллелепипед шаклида тасаввур қилайлик, унинг S юзали ёқлари-электродлари бир-бирдан l масофада бўлсин (15.2-расм). (14.4) ифодани ҳисобга олиб, (15.1) ни ўзгартириб ёзамиз:

$$jS = nq\alpha (b_+ + b_-) (U/l) S. \quad (15.12)$$

$J = jS$ бўлгани учун (15.12) ток манбага эга бўлмаган занжир қисми учун Ом қонунини $J = U/R$ га тенг, бу ерда

$$R = (l/S) [nq\alpha (b_+ + b_-)]^{-1} \quad (15.13)$$

— электролит қаршилиги. (15.13)ни $R = \rho l/S$ ифода билан солиштириб.

$$\gamma = 1/\rho = nq\alpha (b_+ + b_-). \quad (15.14)$$

га эга бўламиз. Бундан ионларнинг концентрацияси, заряди ҳара-

* b — ҳаракатчанлик, u — ҳаракатчанлик билан қуйидагича боғлиқ, $b = uq$ (13.3-§ га қаранг).

катчанлиги қанча катта бўлса, электролитнинг электр ўтказувчанлиги ў ҳам шунча катта бўлади, деган хулоса келиб чиқади. Температура кўтарилиши билан ионларнинг ҳаракатчанлиги ортади ва электр ўтказувчанлик ошади.

15.4-§. БИОЛОГИК ТЎҚИМАЛАР ВА СУЮҚЛИКЛАРНИНГ ЎЗГАРМАС ТОҚДА ЭЛЕКТР ЎТКАЗУВЧАНЛИГИ

Биологик тўқималар ва органлар ҳар хил электр қаршиликларида иборат бўлиб, турли тузилишга эга. Уларнинг қаршиликлари электр токи таъсирида ўзгариши мумкин. Бу ҳол тирик биологик системалар қаршиликларини ўлчаш ишнини қийинлаштиради.

Бевосита тана устига қўйилган электродлар орасида турган организмнинг айрим участкаларининг электр ўтказувчанлиги тери ва тери ости қатламларининг қаршилигига боғлиқ. Организм ичида ток асосан қон ва лимфатик томирлар, мускуллар, нерв устунларининг қобиллари бўйича тарқалади, терининг қаршилиги ўз навбатида, унинг ҳолати, қалинлиги, ёши, намлиги ва ҳоказога кўра аниқланади.

Тўқима ва органларнинг электр ўтказувчанлиги уларнинг функционал ҳолатига боғлиқ, демак, ундан диагностика кўрсаткичи сифатида фойдаланиш мумкин. Масалан, яллиғланиш вақтида ҳужайралар шишганда, ҳужайралараро бирлашмаларнинг кесимлари камаяди ва электр қаршилиги катталашади. Кўп терлашга сабаб бўладиган физиологик ҳодисалар тери электр ўтказувчанлигининг ортishi билан бирга кузатилади ва ҳ. к.

Организмдаги турли тўқималар ва суюқликларнинг солиштирма қаршиликлари 18-жадвалда келтирилган.

18-жадвал

	ρ, Ом · м		ρ, Ом · м
Орқа мия суюқлиги	0,55	Ег тўқимаси	33,3
Қон	1,66	Қуруқ тери	10 ⁵
Мускуллар	2	Суюк—пардасиз суюк	10 ⁷
Мия ва нерв тўқимаси	14,3		

Тўқималарнинг ўзгарувчан тоқдаги электр ўтказувчанлиги 18,4-§ да кўриб чиқилади.

15.5-§. ГАЗЛАРДА ЭЛЕКТР РАЗРЯД. АЭРОИОНЛАР ВА УЛАРНИНГ ДАВОЛАШ-ПРОФИЛАКТИК ТАЪСИРИ

Фақат нейтрал заррачалардан иборат бўлган газ изолятордир. Агар уни ионлаштирсак, у электр ўтказувчан бўлади.

Газ молекулаларини, атомларини ионлаштириши қобилиятига эга бўлган ҳар қандай қурилма, ҳодиса, фактор *ионизатор* деб аталади.

Ёруғлик, рентген нурлари, аланга, радиактив нурланиш ва бошқалар ионизатор бўла олади. Ҳавода электр зарядини унда қутбли суюқликларни, яъни молекулалари доимий электр диполь моментига эга бўлган суюқликларни пуркаб юбориш йўли билан ҳам ҳосил қилиш мумкин. Масалан, ҳавода парчаланганда сув зарядланган томчиларга бўлиниб кетади. Каттароқ томчилар заряднинг ишораси (тоза сув учун мусбат) жуда майда-майда заррачалар заряднинг ишорасига қарама-қаршидир. Катта томчилар нисбатан тез чўкади ва ҳавода сувнинг манфий зарядланган заррачалар қолади. Бундай ҳодисалар фонтан яқинида кузатилади.

Газнинг электр ўтказувчанлиги иккиламчи ионланишга ҳам боғлиқ.

Нейтрал атомни ионлаш учун электронни ажратиб олишга сарф қилинадиган бирорта пш A_n ни бажариш лозим, бу пш ионланиш энергиясига тенг. Физикада ионланиш энергиясини (ишшни) ионланиш потенциали φ_n орқали ифодалаш қабул қилинган, у

$$\varphi_n = A_n/e. \quad (15.15)$$

формула бўйича аниқланади. Шундай қилиб, вольтларда ифодаланган ионланиш потенциали сон жиҳатидан электрон-вольтларда ифодаланган ионланишга тенг.

Баъзи газлар учун ташқи электронларни узиб оладиган, энг кичик ионланиш потенциалнинг қийматларини келтирамиз (19-жадвал).

19-жадвал

	$\varphi_n, \text{ В}$		$\varphi_n, \text{ В}$
Натрий буғи	5,1	Азот	15,5
Симоб буғи	10,4	Водород	15,6
Кислород	12,5	Гелий	21,5
Углерод (II)-оксид	14,4		

Ички электронларнинг ионланиш потенциали анча юқори.

Ионланиш билан бир қаторда тескари жараён ионларнинг рекомбинацияланиш (мусбат ва манфий ионларнинг бирикиш) жараёни ҳам кузатилади, бунда энергия ажралади. Газ разрядли трубканинг ёруғланиши бу ҳодисага мисол бўлади.

Агар ионизатор ўз таъсирини тўхтатса, электр майдони йўқлигида, рекомбинацияланиш натижасида газ нисбатан тезда изолятор бўлиб қолади.

Ерда табиий ионизаторлар таъсирида асосан, тупроқдаги ва газлардаги радиоактив моддалар ва космик нурланишлар таъсирида— ҳавода доимо муайян миқдорда ионлар ҳосил бўлади. Ҳаводаги ионлар ва электронлар нейтрал молекулаларга, муаллақ турган заррачаларга бирикиб кўпроқ мураккаб бўлган ионларни вужудга келтириши мумкин. Атмосферадаги бундай ионларга аэроионлар

дейлади. Улар фақат ишоралари билан эмас, массаси билан ҳам фарқланади. Улар шартли равишда енгил (газ ионлари) ва оғир муаллақ турган зарядланган заррачалар чанг, нам ва тутун заррачалари) ионларга бўлинади.

Оғир ионлар организмга зарарли таъсир этади. Енгил ва асосан манфий аэроионлар фойдали таъсир қилади. Улардан асосан беморларни даволаш учун фойдаланилади (аэроионотерапия).

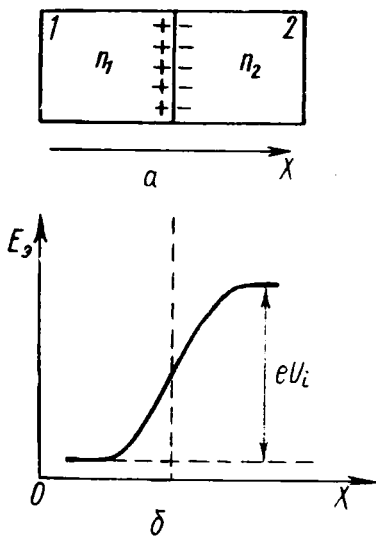
Табиий шароитда ҳавода ионланиш юқори бўлган (тоғлар, шаршара ва ҳоказо жойларда)* беморларнинг туриши билан боғлиқ бўлган табиий аэроионотерапияни — махсус қурилмалар — *аэроионизаторлар* ёрдамида ўтказиладиган сунъий аэроионотерапиядан ажратадилар. Бундай қурилма эса ҳавода ионлар ҳосил қилувчи исталган ионизатор бўлиши мумкин. Бироқ сунъий аэроионотерапия даволаш мақсадида ишлатилганда организмга зарар келтирмайдиган бўлиши керак. Унинг турларидан бири электростатик душ (франклинизация)дир. Франклинизация вақтида юқори кучланшли (50 кВ гача) доимий электр майдон ишлатилади. Бу вақтда ҳосил бўладиган аэроионлар ва озгина озон даволаш таъсирини кўрсатади. Франклинизацияни умумий ва маҳаллий даволаш тadbирлари шаклида ўтказилади. Умумий франклинизация вақтида бемор изоляцияланган металл пластинкали ёғоч курсида ўтиради, металл пластинка аппаратнинг мусбат қутбига уланади. Бемор бошининг тепасига 10—15 см масофада «ўргимчак» шаклидаги электрод жойланади, бу электрод аппаратнинг манфий қутбига уланади.

15.6-§. ИЧКИ КОНТАКТЛИ ПОТЕНЦИАЛЛАР АЙИРМАСИ. ТЕРМОЭЛЕКТР ЮРИТУВЧИ КҮЧ

Электронларнинг концентрацияси ҳар хил: $n_1 > n_2$ бўлган икки металлнинг 1 ва 2 — контактини кўриб чиқамиз (15.3-а расм). Контакт ҳосил қилинганда кейин электронларнинг бир металлдан иккинчи металлга диффузияси бошланади. Электронлар концентрацияси ҳар хил бўлгани учун турли металллардан диффузияланаётган оқимлар бир хил бўлмайди. Бу ҳол металлрн қарама-қарши зарядланишига ва улар орасида ички контакт потенциаллар айирмаси U_i ҳосил бўлишига олиб келади. Бунда биринчи металл иккинчисига нисбатан каттароқ потенциалга эга бўлади (15.3-а расм). Контакт потенциаллар айирмасининг қиймати барқарорлашганда (15.3-б расм) контактланиш соҳасидаги эркин электронлар E_z энергиясининг ўзгариши динамик мувозанатга мосдир.

Динамик мувозанатда ҳар икки қарама-қарши йўналишдаги электронлар оқими бир хил бўлади. Металларда эркин электронлар концентрацияси жуда катта бўлгани учун электронларнинг

* Қуёш активлиги натижасида ҳаводаги ионлар таркибининг ўзгариши аҳтиомл Ердаги биологик организмларга Қуёш таъсирининг сабабларидан бири бўлса керак. У биофизиканинг *гелиобиология* деб аталувчи бўлимида ўрганилади.



15.3-расм.

бир металлдан иккинчисига ўтиши амалда улар концентрациясини ўзгартирмайди, динамик мувозанатда ҳам концентрация (n_1 ва n_2) илгаригидай қолаверади.

Потенциалларнинг ички таъсирлашиш фарқини мувозанатнинг умумий шартини — ўзаро таъсир этувчи металлларнинг электр химиявий потенциалларининг тенглигидан топшиш мумкин (12.6-§ га қаранг):

$$\widetilde{\Delta\mu_i} = 0 \text{ ёки } RT \ln \frac{n_2}{n_1} +$$

$$+ zF(\varphi_2 - \varphi_1) = 0.$$

$z = -1$ бўлгани учун, унда

$$U_i = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{RT}{F} \ln \frac{n_1}{n_2}. \quad (15.16)$$

Шундай қилиб, ички таъсирлашиш (контакт) потенциаллари айирмаси металлларнинг эркин электронлари концентрациясининг фарқига, шунингдек таъсирлашиш ҳароратига боғлиқ экан.

Эркин электронларнинг концентрацияси n_1 ва n_2 бўлган иккита ҳар хил металлдан иборат берк занжирни кўриб чиқамиз (15.5-расм).

Металлларнинг А ва В контаклари тегишлича T_A ва T_B ҳароратда сақланади. Аниқроқ бўлиши учун $n_1 > n_2$ ва $T_A > T_B$ деб фараз қиламиз. (15.16) ифодани ҳар икки контакт учун ёзамиз:

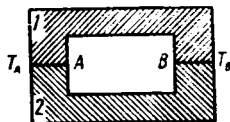
$$U_{iA} = \frac{kT_A}{e} \ln \frac{n_1}{n_2}, \quad (15.17)$$

$$U_{iB} = \frac{kT_B}{e} \ln \frac{n_2}{n_1}. \quad (15.18)$$

Металлларнинг контакти турли ҳароратга эга бўлгани учун $U_{iA} \neq U_{iB}$.

Шу сабабли турли металллардан тузилган занжирда *термоэлектр юритувчи куч* \mathcal{E}_T пайдо бўлади. Яримўтказгич учун ҳам тегишли бўлган бу ҳодиса *термоэлектр ҳодисаси* дейилади.

Э. ю. к.— занжирда ташқи кучлар туфайли юзага келадиган потенциал сакрашнинг йиғиндисига тенг бўлгани учун:



15.4-расм.

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_T &\neq U_{iA} + U_{iB} = \frac{kT_A}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} + \frac{kT_B}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} = \\ &= \frac{k}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} (T_A - T_B). \end{aligned} \quad (15.19)$$

$$\frac{k}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} = \beta, \quad \text{деб белгилаб}$$

$$\mathcal{E}_T = \beta(T_A - T_B). \quad (15.20)$$

ни оламиз.

15.4-расмда кўрсатилган тузилма *термоэлемент* ва *терможуфт дейилади*. (15.20) дан кўринадики, занжирдаги ҳарорат айирмасининг фарқидан ҳосил бўладиган β -термо — Э. ю. к. га тўғри келади. У 1 к га тенг бўлиб терможуфтнинг характеристикаси ҳисобланади.

Ҳарорат 100°C бўлганда баъзи металллар жуфти учун β нинг қийматларини келтирамиз (20-жадвал).

20-жадвал

β , МкВ/Р		β , МкВ/Р	
Zn — Ag	0,5	Mg — Ag	3,5
W — Ag	2,5	Mo — Ag	6,3
Pb — Ag	3,0	Fe — Pt	18,1

Термо-э. ю. к. катта қийматга эга бўлиши учун металллар ёки ярим ўтказгичлар жуфттини танлаш, ё бўлмаса ΔT ни катталаштириш керак, ёки бир неча кетма-кет уланган терможуфтлардан батарея (термоустун) ясаш билан ҳам эришиш мумкин.

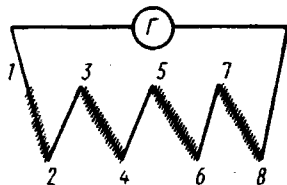
15.5-расмда тўртта терможуфтидан иборат термобатарея кўрсатилган (тоқ контактлар 1, 3, 5, 7 бошқа жуфтлари 2, 4, 6, 8 бошқа ҳароратда бўлади).

Термоэлектр ҳодиса табиқи учта йўналишда ўз асосини топди:

1) молекуляр-иссиқлик энергияни бевосита электр энергияга айлантирувчи ток генераторларини ҳосил қилиш учун. Замоновий яримўтказгичли термогенераторнинг ф. и. к тахминан 10%.

2) ҳароратни аниқлаш учун. \mathcal{E}_T ни ўлчаш ёрдамида $\mathcal{E}_T = f(\Delta T)$ боғланиши билган ҳолда ΔT ни топиш, шунингдек T ни ҳам аниқлаш мумкин. Бу услубнинг қулайлиги унинг маълум масофада туриб ўлчани олиб борилишида ва кичик объектнинг ҳароратини ҳам ўлчаши имкониятининг борлигидадир, чунки металл ва яримўтказгичнинг контакти етарлича кичик қилиб ясалган бўлиши мумкин. Табобатда кўпинча айрим органлар ва улар қисмларининг ҳароратини аниқлаш учун ишлатилади. 3) инфрақизил, кўринувчан ва ультрабинафша нурланишининг қувватини ўлчашда (масалан, 27.4-§ даги актиомернинг тузилишига қаранг).

Кўриб чиқилган мисолда термоэлектр-юритувчи кучнинг ҳосил бўлиши термоэлектр ҳодисалар группасига тегишлидир. Уларда металллар ва яримўтказгичларда ма-



терия харакатининг электр ва молекуляр-иссиқлик шакллари ора-
сидаги ўзига хос боғланиш ўз аксини топади.

Ўн олтинчи боб

Магнит майдони



Магнит майдони деб материянинг шундай кўринишига айтиладики, у туфайли майдонга жойлаштирилган ҳаракатланувчи электр зарядларига ва магнит моментига эга бўлган бошқа қисмларга куч таъсир этади. Магнит майдони электромагнит майдоннинг шаклларида биридир.

16.1-§. МАГНИТ МАЙДОНИ ИНДУКЦИЯСИ

Электростатик майдонга ўхшаб, магнит майдони учун ҳам миқдорий характеристика киритиш зарур. Бунинг учун магнит майдондан таъсирланувчи бирор объект «намуна жисм» танлаб олинади. Бундай жисм сифатида токли кичик рамкани олиш кифоя. Рамка майдоннинг бирон нуқтасига жойлашади, деб ҳисобланади. Тажриба кўрсатаднки, магнит майдонидаги токли синаш рамкасига қатор факторлар, шу жумладан рамка ориентацияланишига боғлиқ бўлган куч momenti M таъсир қилади. M нинг максимал қиймати контур жойлашган магнит майдонига ва контурнинг ўзига: ундан оқабган ток кучи I га ва контур қуришад олган юза S га боғлиқ бўлади, яъни:

$$M_{\text{max}} \sim IS. \quad (16.1)$$

$$p_m = IS \quad (16.2)$$

катталиқка токли контурнинг магнит momenti дейилади. Шундай қилиб:

$$M_{\text{max}} \sim p_m. \quad (16.3)$$

Магнит момент-вектор катталик. Токли ясси контур учун вектор P_m нинг йўналиши контур текислиги S га перпендикуляр бўлиб,

Ж ток йўналиши билан ўнг винт қондаси бўйича боғланган (16.1-расм).

Магнит момент фақат токли контур характеристикаси бўлмасдан, кўпгина элементар заррачаларнинг (протонлар, нейтронлар, электронлар ва бошқаларнинг) ҳам характеристикаси бўлиб, уларнинг магнит майдонидаги ҳолини белгилайди.

Магнит момент бирлиги сифатида ампер-метр квадрат ($A \cdot m^2$) қабул қилинган. Элементар заррача, ядро, атом ва молекулаларнинг магнит моментини атом (μ_B) ёки ядровий (μ_N) Бор магнетони деб аталувчи махсус бирликда ўлчанади:

$$\mu_B = 0,927 \cdot 10^{-23} A \cdot m^2 \text{ (Ж/Тл)}$$

$$\mu_N = 0,505 \cdot 10^{-26} A \cdot m^2 \text{ (ж/Тл)}$$

(16.3) муносабатдан магнит майдонининг куч характеристикаси — магнит индукция B ни киритиш учун фойдаланилади.

Майдоннинг бирор нуқтасидаги магнит индукция сон жиҳатидан бир жинсли магнит майдонидаги токли рамкага таъсир қилувчи максимал куч моментининг шу рамка магнит моментининг нисбатига тенг:

$$B = M_{\max} / P_m \quad (16.4)$$

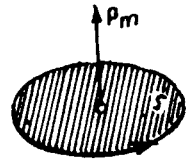
B векторининг йўналиши контурнинг турғун мувозанат P_m ҳолидаги векторига мос келади. 16.2-расмда токли рамканинг B индукцияли магнит майдонда максимал (а) ва ноль (б) куч моментларига мос вазиятлари кўрсатилган. Охирги ҳол турғун вазиятга тегишлидир. (B ва P_m векторлар коллинеардир). Магнит индукция бирлиги *тесла* ($Tл$):

$$1 Tл = \frac{1 \text{ Н} \cdot \text{м}}{1 A \cdot m^2} = 1 \text{ Н} / (A \cdot m).$$

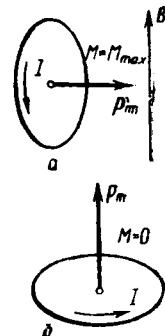
Шундай қилиб, магнит индукцияси $1 Tл$ бўлган майдонда, магнит momenti $1 A/m^2$ бўлган контурга 1 Н/м максимал куч momenti таъсир қилади.

Магнит майдони график равишда *магнит индукция чизиғи* ёрдамида тасвирланади, бу чизиққа ўтказилган уринма B векторининг йўналишини кўрсатади. Чизиқнинг қуюқлиги, яъни унга перпендикуляр жойлашган бирлик юзадан ўтувчи чизиқлар сони B векторнинг қийматига тенг. Магнит индукция чизиқлари берк бўлиб, унинг боши ҳам охири ҳам йўқ. Бундай майдонлар *уормали майдонлар* дейилади. Исталган контур бўйича магнит индукция векторининг циркуляцияси нолга тенг эмас:

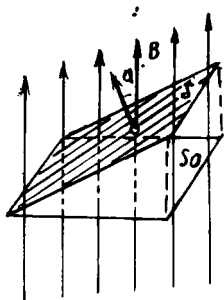
$$\oint B_l dl \neq 0. \quad (16.5)$$



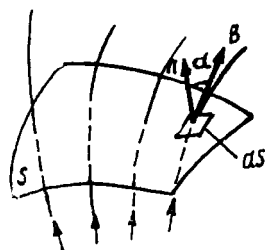
16.1-расм.



16.2-расм.



16.3-расм.



16.4-расм.

B индукцияли магнит майдонининг бир жинсли соҳасидаги бирор-та S юзани кўриб чиқамиз (16.3-расм)*. Бу юза орқали магнит индукция чизиқларини ўтказамиз. Унинг чизиқларига перпендикуляр бўлган текисликка проекцияси S_0 га тенг. S ва S_0 ни кесиб ўтувчи чизиқлар сони бир хил. Чизиқлар қуюқлиги B нинг қий-матига мос бўлгани учун юзалар ичига кирувчи чизиқларнинг умумий сони

$$\Phi = BS_0 \quad (16.6)$$

га тенг. 16.3-расмдан $S_0 = S \cos \alpha$ эканлиги кўринади, бундан

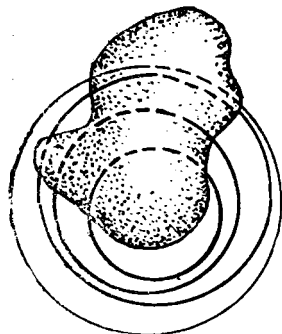
$$\Phi = BS \cos \alpha \text{ ёки } \Phi = BnS_0 \quad (16.7)$$

бу ерда $Bn = B \cos \alpha$ вектор B нинг юзага ўтказилган нормал йўналишига туширилган проекцияси, Φ -магнит оқим.

Умумийроқ ҳолда, масалан, бир жисмли бўлмаган магнит майдони, сирт эса ясси юзача бўлмаганда (16.4-расм) Φ магнит оқим шунда ҳам сиртга кирувчи магнит индукция чизиқларининг сонига тенг.

(16.6) га мувофиқ магнит оқимнинг ўлчов бирлиги Вебер ($Вб$) ҳисобланади:

$$1Вб = 1Тл \cdot м^2$$



16.5-расм.

(16.7) формуладан кўриндики, оқим ҳам манфий ($\cos \alpha < 0$) бўлиши мумкин. Шунга кўра, ёпиқ сиртдан чиқувчи магнит индукция чизиқларининг мусбат сиртга кирувчиларини манфий деб ҳисобланади. Магнит индукция чизиқлари берк бўлгани учун ёпиқ сиртдан ўтувчи магнит оқим нолга тенг (16.5-расм).

* B чизиқ ёпиқ бўлгани учун магнит майдони чексиз бир жинсли бўлиши мумкин эмас.

16.2-§. АМПЕР ҚОНУНИ. ТОКЛИ КОНТУРНИНГ МАГНИТ МАЙДОНИДАГИ ЭНЕРГИЯСИ

Магнит майдони намоён бўлишининг энг асосийси унинг ҳаракатдаги электр зарядларига ва тоқларга куч билан таъсир этишидир. Жуда кўп тажриба далилларини умумлаштириш натижасида $A \cdot \text{Ампер}$ шу куч таъсирини аниқловчи қонун яратди.

Бу қонуни магнит майдонига жойлашган, тоқли ҳар хил контурларга таъсир қиладиган кучни ҳисоблашга имкон берувчи дифференциал кўринишда келтирамиз.

Магнит майдонидаги ўтказгичда етарли даражада кичик бўлган dl қисми ажратамиз; бу қисми ток оққан томонга йўналган вектор деб ҳисоблаймиз (16.6-расм). Jdl кўпайтма ток элементи дейилади. Магнит майдони томонидан ток элементига таъсир қилувчи куч,

$$dF = kJB \sin \beta \cdot dl \quad (16.8)$$

бу ерда k пропорционаллик коэфффициенти; СИ да $k=1$ шунинг учун

$$dF = JB \sin \beta dl \quad (16.9)$$

ёки вектор кўринишда

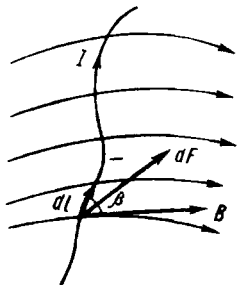
$$dF = Jdl \times B \quad (16.10)$$

Бу тенгламани интеграллаб, ўтказгичнинг қисмига магнит майдони томонидан таъсир этувчи кучни топамиз:

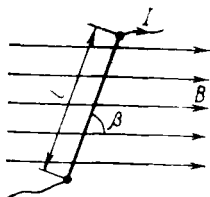
$$F = I \int dl \times B. \quad (16.11)$$

(16.8)–(16.10) муносабат Ампер қонунини ифодалайди. (16.10) формуланинг қўлланилишига баъзи мисолларни кўриб чиқамиз.

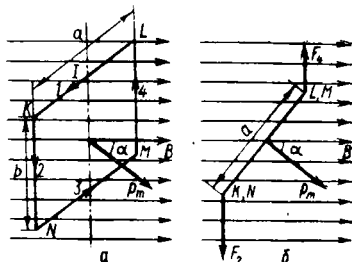
1. J тоқли ўтказгичнинг l узунликдаги тўғри чизиқли қисми бир жинсли магнит майдонида B магнит индукцияга β бурчак остида жойлашган (16.7-расм). Магнит майдони томонидан ўтказгичнинг



16.6-расм.



16.7-расм.



16.8-расм.

бу қисмига таъсир қилувчи кучни топиш учун (16.11) ни интеграллаб,

$$F = JBl \sin \beta \quad (16.12)$$

ни топамиз.

2. Индукцияси B бўлган бир жинсли магнит майдонига J токли тўғрибурчак KLMN рамка қўйилган (16.8-а расм). Рамка томонларини рақамлаб, уларга магнит майдони томонидан таъсир қилувчи кучни F_1, F_2, F_3, F_4 билан белгилаймиз.

Тегишли томонларнинг ўртасига қўйилган F_1 ва F_3 кучлар қарама-қарши йўналган ва (16.12) формула бўйича тенгдир.

$F_2 = JBb$ ва $F_4 = JBb$ куч эса кучлар жуфтини ҳосил қилади, унинг моменти (16.8, б-расм):

$$M = JBb(a/2) \sin \alpha + JBb(a/2) \sin \alpha = JBb \sin \alpha \quad (16.13)$$

га тенг. $Jba = JS = Pm$ бўлгани учун, (16.13) дан

$$M = p_m B \sin \alpha, \quad (16.14)$$

га эга бўламиз ёки вектор кўринишида

$$M = -p_m \times B. \quad (16.15)$$

Ҳақиқатда мана шу боғланиш асосида 16.1-§ да магнит индукция киритилган эди.

Токли контурни кўчириш ёки унинг шаклини ўзгартириш вақтида магнит майдони бажарадиган ишни Ампер қонунига асосан ҳисоблаймиз. 16.8-б расмдан кўринадик, F_2 ва F_4 куч мусбат иш бажарганда (рамканинг соат стрелкаси ҳаракатига тескари айланишида) a бурчак камаяди ($d\alpha < 0$), шунинг учун рамка айланиш вақтидаги иш (5.13) га қаранг).

$dA = M d\alpha$ ёки (16.14) ни ҳисобга олсак:

$$dA = -B p_m \sin \alpha d\alpha = -JBS \sin \alpha d\alpha \quad (16.16)$$

(элементар $d\alpha$ бурилишда ток кучи ўзгармайди деб ҳисоблаймиз). (16.7) ни дифференциаллаб,

$$d\Phi = -BS \sin \alpha d\alpha \quad (16.17)$$

ни ҳосил қиламиз.

(16.16) ва (16.17) ни таққослаб,

$$dA = J d\Phi$$

га эга бўламиз. Бу тенгликни интеграллаб, магнит майдони кучларининг токли контурини майдонда кўчирган ёки деформациялаган вақтда бажарган ишини топамиз:

$$A = \int J d\Phi. \quad (16.18)$$

Майдон кучлари томонидан иш бажарилиши токли контур энергиясининг ўзгарishiни билдиради. Бу контурнинг ҳаракати (кинетик энергия) билан

боғлиқ (ёки унинг ҳолатини ўзгартириш (потенциал энергия) бўлган энергия ўзгартириши мумкин. Ушбу ҳолда контур тезланиш олмайди, шунга кўра магнит майдонида унинг фақат потенциал энергияси ўзгаради. Иш энергиянинг бир жисмдан бошқасига узатилиш ўлчовидир. Шунинг учун майдон кучларининг бажарадиган элементар иши, магнит майдонида токли контур ишининг тескари ишораси билан олинган элементар иш ўзгаришига тенг: $dA = -dE_n$. ни назарда тутсак:

$$dE_n = p_m B \sin \alpha d\alpha. \quad (16.19)$$

деб ёзиш мумкин. Бу ифодани интеграллаб,

$$E_n = -p_m B \cos \alpha + \text{const}. \quad (16.20)$$

ни оламиз. $\alpha = \pi/2$ бўлганда $E_n = 0$ шартдан фойдаланиб, тенгламадаги доимийликни топамиз, натижада,

$$E_n = -p_m B \cos \alpha. \quad (16.21)$$

бўлади. (16.21) формуладан кўринадики, контурнинг потенциал энергияси турғун мувозанатда ($\alpha=0$) минимал; $E_n = -P_m B$ ($\alpha = \pi$) турғунмас мувозанатда ($\alpha = \pi$) эса максимал: $E_n = P_m B$ бўлади.

16.3-§. МАГНИТ МАЙДОНИНИНГ ҲАРАКАТЛАНУВЧИ ЭЛЕКТР ЗАРЯДГА ТАЪСИРИ. ЛОРЕНЦ КУЧИ

Магнит майдонидаги токли ўтказгичга Ампер қонунига мувофиқ таъсир этувчи куч, унинг бу токни вужудга келтирувчи ҳаракатли зарядларга таъсир этишининг натижасидир.

В индукцияли магнит майдонида жойлашган J токли l узунликдаги цилиндрик ўтказгични кўриб чиқамиз (16.9-расм). Бирор мусбат заряднинг йўналган ҳаракат тезлиги V га тенг. Ҳаракатланувчи айрим зарядга таъсир этувчи куч токли ўтказгичга қўйилган F кучнинг ундаги ток ташувчиларнинг умумий N сонига нисбати билан аниқланади:

$$f_n = F/N \quad (16.22)$$

(16.22) дан фойдаланиб ва ток кучи $J = jS$ деб ҳисоблаб,

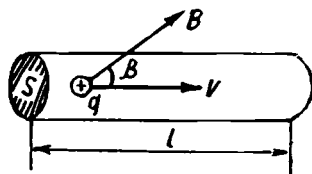
$$F = jSBl \sin \beta$$

деб ёзамиз. Бунда j ток зичлиги. (15.1) ни ҳисобга олсак, унда

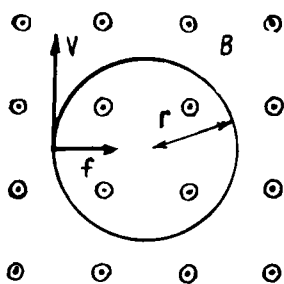
$$F = jSBl \sin \beta = qnvSBl \sin \beta \quad (16.23)$$

ни ҳосил қиламиз, бунда $n = N/(Sl)$ заррачалар концентрацияси. (16.23) ни (16.22) га қўйиб, ҳаракатланаётган айрим электр зарядига магнит майдони томонидан таъсир этувчи Лоренц кучи деб аталувчи кучни ҳосил қиламиз:

$$f_n = \frac{qNvSlb \sin \beta}{SlN} = qvB \sin \beta. \quad (16.24)$$



16.9-расм.



16.10-расм.

(16.24) тенгламани вектор кўришида ёзиб, Лоренц кучининг йўналишини аниқлаш мумкин:

$$f_L = qv \times B. \quad (16.25)$$

(16.25) дан кўринадикки, бу куч доимо v ва B вектор ётган текисликка перпендикуляр бўлади. Механикадан маълумки, агар куч тезликка перпендикуляр бўлса, унда у тезликнинг йўналишини ўзгартириб, қийматини ўзгартирмайди. Демак, Лоренц кучи ҳаракатланувчи заряд кинетик энергиясини ўзгартирмайди ва иш ҳам бажармайди.

Агар заряд магнит майдонига нисбатан қўзғалмас бўлса ёки унинг тезлиги магнит индукция векторига параллель (антипараллель) бўлса, у ҳолда Лоренц кучи нолга тенг бўлади. Унинг йўналиши (16.25) га қаранг) заряднинг ишорасига боғлиқ бўлади.

Индукцияси B бўлган бир жинсли магнит майдонига V тезлик билан мусбат зарядли заррача учиб кирсин дейлик (16.10-расм). Унга Лоренц кучи f_L таъсир қилади, бу куч марказга интилма тезланишни ҳосил қилади ва Ньютоннинг иккинчи қонунига кўра:

$$mv^2/r = qvB \quad (16.26)$$

бўлади, бу ерда q ва m заррача заряди ва массаси, r унинг ҳаракат траекториясининг радиуси. (16.26) дан:

$$r = mv/qB \quad (16.27)$$

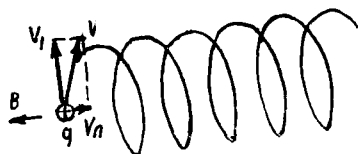
ни топамиз. Бундан траектория радиусининг ўзгармаслиги, траекториянинг ўзи эса айлана эканлиги келиб чиқади.

(16.27) дан фойдаланиб ва заррача тезлигининг қиймати ўзгармайди деб ҳисоблаб, унинг айлана бўйича айланиш даврини топамиз:

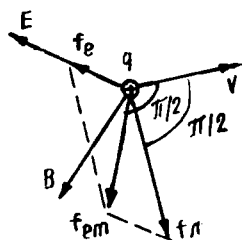
$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi}{(q/m)B}. \quad (16.28)$$

q/m нисбат заррачанинг солиштирма заряди дейилади. Унинг магнит майдонида айланиш даври (16.28)га қаранг) айлана радиусига ва тезликка боғлиқ бўлмасдан, фақат магнит индукцияси ва солиштирма заряд орқали аниқланади. Бу хусусиятдан зарядли заррачаларни тезлатгичида — *циклотронда* фойдаланилади.

В вектор билан ихтиёрий бурчак ҳосил қилиб бир жинсли магнит майдонига тезлик билан учиб кирувчи зарядли заррача траекториясининг шаклини тасвирлаш учун V векторни магнит майдони магнит индукцияси вектори бўйича ва унга перпендикуляр йўналган иккита ташкил этувчилар V_{\parallel} ва V_{\perp} га ажратамиз (16.11-расм). Заррача магнит майдонида ҳаракатланганда ташкил этувчи V_{\parallel} ўзгармас бўлиб қолади, заррачага таъсир этувчи Лоренц кучи V_{\perp}



16.11-расм.



16.12-расм.

нинг йўналишини ўзгартиради. Бу куч таъсирида заррача айлана бўйлаб ҳаракатланади. Шундай қилиб ҳаракат траекторияси винт-симон чизиқ шаклида бўлади, яъни айлана бўйича айланиш билан бирга майдон бўйлаб $V_{||}$ тезликкли кўчиш ҳам рўй беради.

Агар ҳаракатдаги зарядли q заррачага майдон кучланганлиги E бўлган электр майдони ва магнит индукцияси B бўлган магнит майдони таъсир этса (16.12-расм), у ҳолда натижаловчи куч

$$f_{em} = f_e + f_n = qE + dv \times B. \quad (16.29)$$

га тенг бўлади.

Кўпгина (осциллограф, телевизор, электрон микроскоп каби) системаларда электронларни ёки бошқа зарядланган заррачаларни уларга электр ва магнит майдони таъсир эттириб бошқарилади. Бу ҳолда (16.29) ифода асосий ҳисоблаш формуласи бўлиб қолади.

16.4-§. ЗАРРАЧАЛАРНИНГ СОЛИШТИРМА ЗАРЯДИНИ ТАЖРИБА УСУЛИДА АНИҚЛАШ

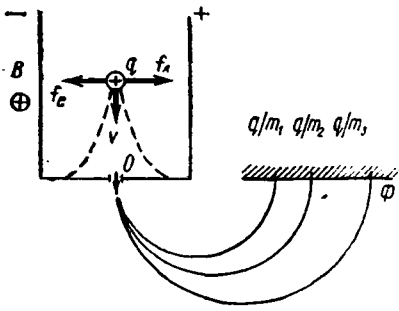
Заррачалар солиштирма зарядини ўлчаш атомлар ёки молекулалар массасини ва модданинг изотоп таркибини аниқлашга имкон беради. Бу мақсадда ишлатиладиган қурилмалардан бирининг (16.13-расм) ишлаш қонуниятини кўриб чиқамиз. Ишоралари бир хил бўлган ионлар оқими электр ва магнит майдони орқали учиб ўтади (магнит майдони ҳамма жойда ўқувчидан чизма текислигига перпендикуляр йўналган бўлади). E ва B қийматлар шундай танланадиги, майдон q зарядга модули тенг, лекин қарама-қарши йўналган кучлар билан таъсир этади: $f_e = f_n$.

ёки $qE = qvB$ бундан

$$v = E/B \quad (16.30)$$

Тезлиги (16.30) шартни қаноатлантирадиган баъзи ионлар майдон таъсирида оғишмай O тешиқдан отилиб чиқади, бошқалари эса оғиб (расмда пунктир чизиқлар) ушланиб қолади.

Шундай қилиб (16.13-расм) да тасвирланган қурилманинг қисми тезлик селектори бўлади: E ёки B ни ўзгартириб ионлар дастасидан тезлиги (16.30) шарт билан аниқланадиган группаларни



16.13-расм.

$$q/m = v/(rB)$$

$$(16.31)$$

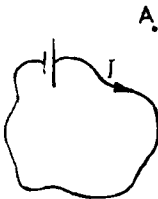
Пластинка очилтиргичга солиб кўрилганда унинг юзида (ион тушган жойда) қорамтир чизиқ ёки доғ пайдо бўлади, шунинг учун: биринчидан, муайян q/m солиштирма зарядли ёки m масса-ли поннинг мавжудлиги тўғрисидаги фактни аниқлаш ва иккинчидан чизиқларнинг интенсивлигига асосланиб у ёки бу қийматга эга бўлган солиштирма зарядли ионларнинг ҳиссасини билиш мумкин.

Кўриб чиқилган асбоб масс-спектрографнинг бир туридир. Ажратилган ионлар баъзан токи бўйича қайд қилинади, асбобнинг бундай вариантыга масс-спектрометр дейилади. Масс-спектрограф ва *масс-спектрометр* моддаларнинг изотоп таркибини аниқлаш учун ишлатилади.

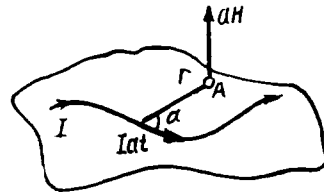
16.5-§. МАГНИТ МАЙДОНИНИНГ КУЧЛАНГАНЛИГИ. БИО-САВАР-ЛАПЛАС ҚОНУНИ ВА УНИНГ ҚўЛЛАНИЛИШИ

Магнит индукцияси тушунчасидан фойдаланганимиз учун бу характеристикани магнит майдоннинг бирор муҳитдаги конфигурацияси ва тоқлар қийматига боғлиқ бўлгани ҳолда ҳисоблаш зарурияти туғилади. Бундай масала *магнит майдонининг кучланганлиги* деган ёрдамчи физик тушунчага олиб келади.

Қандайдир A нуқтада I тоқли контур (16.14-расм) томонидан магнит майдон ҳосил қилинган бўлсин. Агар бутун фазо нисбий магнит сингдирувчанлиги μ_r бўлган модда билан тўлдирилган бўлса, A нуқтанинг магнит индукцияси B_1 бўлади, уни масалан, магнит синаш рамкаси ёрдамида ўлчаш мумкин.



16.14-расм.



16.15-расм.

ажратио олиш мумкин. 1езликнинг бирмунча тарқоқлигига O тешикнинг кенглиги сабаб бўлади.

Тезлик селекторидан учиб чиққан ионлар B индукцияли бир жинсли магнит майдонига тушади. Улар ярим айлана траектория бўйича учиб ϕ фотопластинканинг турли жойларида q солиштирма зарядга мувофиқ из қолдиради. Фотопластинканинг турли жойларига тушган ионларнинг солиштирма зарядини (16.27) формула бўйича ҳисоблаш мумкин:

Фазонинг ҳаммаси нисбий магнит синдирувчанлиги μr_2 бўлган бошиқа модда билан тўлдирилса, A нуқтадаги магнит индукция B_2 бўлади. Фазони турли моддалар билан тўлдириб ушбу тажрибани давом эттириш натижасида, $B/\mu_0 \mu_r$ ёки $B/\mu(\mu_0)$ магнит доимийлик, μ абсолют (магнит синдирувчанлик) нисбатан барча ҳолларда бир хил бўлишига ишонч ҳосил қилиш мумкин:

$$B_1/\mu_1 = B_2/\mu_2 = \dots = B/\mu \quad (16.32)$$

Ушбу нисбат магнит майдонининг *кучланганлиги* дейилади:

$$H = B/\mu = B/(\mu_r \mu_0) \quad (16.33)$$

У муҳит хоссасига боғлиқ эмас, фақат контур бўйича оқувчи ток ва тажриба геометрияси; контур шакли ва унинг A нуқтага нисбатан жойланиши билан аниқланади. H ва B векторларнинг йўналиши бир хил бўлади.

Доимий ток ҳосил қилган магнит майдонининг кучланганлигини Био-Савар-Лаплас қонунидан фойдаланиб ҳисоблаш мумкин.

Бу қонуни Ж. Б. Био ва Ф. Савар турли шаклдаги токларнинг магнит стрелкасига таъсирини текшириб тажриба йўли билан аниқлаган. П. С. Лаплас эса Био ва Савар олган далилларни анализ қилиб исталган ҳар қандай токнинг магнит майдон кучланганлиги у токни ҳосил қилувчи айрим элементар майдон кучланганлигининг йиғиндисидан иборат эканлигини топди.

Бирорта J токли ўтказгични олиб, $I dl$ ток элементини ажратиб, ундан A нуқтага радиус-вектор r ни ўтказамиз (16.15-расм, α - dl ва r векторлар орасидаги бурчак). Ток элементи A нуқтада магнит майдонини ҳосил қилади, унинг *Био-Савар-Лаплас қонуни* бўйича аниқланадиган элементар кучланганлиги dH :

$$dH = k \frac{I dl \sin \alpha}{r^2} \quad (16.34)$$

бу ерда R ўлчов бирлигининг танланишига боғлиқ бўлган пропорционаллик коэффициентидида $k = 1/(4\pi)$ шунинг учун

$$dH = \frac{I dl \sin \alpha}{4\pi r^2} \quad (16.35)$$

ёки вектор шаклида:

$$dH = \frac{I}{4\pi r^3} dl \times r. \quad (16.36)$$

(16.36) дан векторлар кўпайтмасининг умумий қондасига кўра, dH нинг dl ва r векторлар ётган текисликка перпендикуляр йўналганлиги кўриниб турибди (16.15-расмга қаранг).

(16.36)ни интеграллаб, токли контур ёки шу контурнинг бир қисми ҳосил қилган магнит майдонининг кучланганлигини топамиз:

$$H = \frac{I}{4\pi} \int \frac{dl \times r}{r^3}. \quad (16.37)$$

Доиравий ток марказидаги магнит майдони

Айлана шаклидаги ўтказгичда оқувчи токка доиравий ток дейилади. Бундай токка айлана бўйлаб ҳаракатланувчи электр заряди ҳам мос келади.

Доиравий токдан $I dl$ ток элементини ажратиб, унинг айлана маркази O нуқтада магнит майдонини ҳосил қилган элементар dH кучланганлигининг йўналишини кўрсатамиз (16.16-расм).

Исталган ток элементи учун dH вектор ток текислигига перпендикуляр бўлган пунктир чизиқ бўйлаб йўналган бўлади, шунинг учун (16.37) ни скаляр шаклда ёзиш мумкин:

$$H = \frac{I}{4\pi} \int \frac{\sin \alpha dl}{r^2}.$$

$\sin \alpha = 1$, $r = \cos t$ эканлигини ҳисобга олиб, магнит майдонининг доиравий ток марказидаги кучланганлиги учун:

$$H = \frac{I}{4\pi r^2} \int_0^{2\pi r} dl = \frac{I}{2r}. \quad (16.38)$$

ифодани оламиз.

Бу боғланишни магнит майдони кучланганлигининг ўлчов бирлиги *ампер·метр* (1 А/м) ни аниқлаш учун ишлатиш мумкин. Бу бирлик — диаметри 1 м га тенг бўлган айлана бўйича 1 А ток оқиб турганда доиравий ток марказида ҳосил бўладиган кучланганликдир.

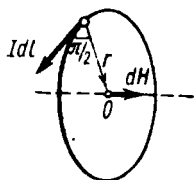
Магнит майдонининг кучланганлигини ва муҳитнинг нисбий магнит сийгдирувчанлигини билган ҳолда, магнит индукцияни топиш мумкин:

$$B = \mu_r \mu_0 H = \mu_r \mu_0 I / (2r). \quad (16.39)$$

Токли чексиз тўғри чизиқли ўтказгичнинг магнит майдони.

Бирмунча абстракцияланган ҳолда чекланмаган тўғри чизиқли токли ўтказгични кўриб чиқамиз (16.17 а расм). $I dl$ ток элементини ажратиб олиб, ўтказгичдан l масофадаги нуқтага r радиус-вектор ўтказамиз. dH вектор расм текислигига китобхондан перпендикуляр йўналгандир.

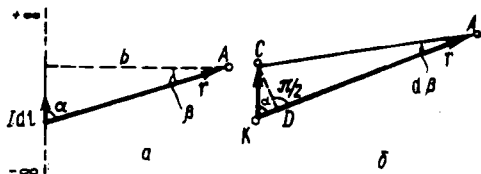
Исталган ток элементининг A нуқтада ҳосил қилган магнит майдонининг элементар кучланганлиги чизма текислигига перпендикуляр бўлади, шунинг учун аввалги мисолдагидек (16.37) ни скаляр шаклда ёзиш мумкин:



16.16-расм.

$$H = \frac{I}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin \alpha dl}{r^2}. \quad (16.40)$$

Интеграл остидаги ифодани унга фақат битта ўзгарувчи бурчак кирадиган қилиб ўзгартирамиз. 16.17-а расмдан:



$$r = b / \cos \beta \text{ ва } \sin \alpha = \sin \beta$$

ни топамиз. 16.17-б расмда

16.17-расм.

А нуқтадан dl векторнинг кўришиш бурчаги каттароқ масштабда кўрсатилган. $\triangle CAD$ дан $|CD| = |CA| \cdot d\beta$ келиб чиқади: чунки тақрибан $|CA| = r$, $|CD| = r/d\beta$, $\triangle CDK$ дан $CD = dl \sin \alpha$ бўлади, демак, $rd\beta = dl \sin \alpha$, бўлади, демак, $rd\beta = dl \sin \alpha$, бундан $dl = rd\beta / \sin \alpha$, (16.41) ни охириги тенгликка қўйиб, (16.42) ни оламиз. (16.42) ни ҳисобга олиб, (16.40) нинг шаклини ўзгартирамиз:

$$H = \frac{I}{4\pi} \int \frac{\cos \beta \cos^2 \beta b d\beta}{b^2 \cos^2 \beta} = \frac{I}{4\pi b} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \cos \beta d\beta.$$

интеграллашнинг чегаралари бурчакнинг четки қийматларига тенг: $\pm \pi/2$. Интеграллаб, токни чексиз тўғри чизиқли ўтказгич томонидан, ундан b масофа узоқликда ётган, исалган нуқтада ҳосил қилинган магнит майдонининг кучланганлиги учун ифодани топамиз:

$$H = I / (2\pi b) \quad (16.43)$$

16.6-§. ТўЛИҚ ТОК ҚОНУНИ. СОЛЕНОИД МАГНИТ МАЙДОНИНИНГ КУЧЛАНГАНЛИГИ

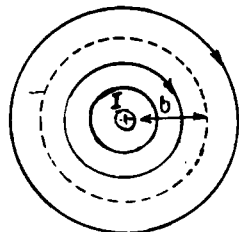
Бир қанча ҳолларда магнит майдонининг кучланганлигини аниқлаш учун Био-Савар-Лаплас қонуни билан бир қаторда у билан боғлиқ бўлган тўлиқ ток қонунидан фойдаланиш мақсадга мувофиқдир.

Ўтказгичга перпендикуляр бўлган текисликда концентрик айланалар шаклида I ток чексиз тўғри чизиқли ўтказгич ҳосил қилган магнит майдонининг кучланганлик чизиқларини* чизамиз (16.18-расм). Соддалаштириш мақсадида ихтиёрий контур сифатида чизиқнинг бирига мос келувчи b радиусли айланани танлаб оламиз. Контур ва кучланганлик чизигининг шакллари бир хил бўлгани учун

$$\oint H_1 dl = \oint H dl. \quad (16.44)$$

ни ёза оламиз. Циркуляцияни ҳисоблаш учун бунга (16.43) формулани қўямиз:

$$\oint H dl = \oint \frac{I}{2\pi b} dl = \frac{I}{2\pi b} \int_0^{2\pi b} dl = I, \text{ яъни}$$



16.18-расм.

* Бу чизиқларга ўтказилган уринмалар H векторга мос келади.

$$\oint H_i dl = I. \tag{16.45}$$

Бу магнит майдони кучланганлиги векторининг циркуляцияси билан токни боғловчи *тўлиқ ток қонунидир*.

Анча мураккаб ҳисоблаш орқали (16.45) формуланинг исталган тоқларни ўраб оладиган ихтиёрий контур учун ҳам тўғри келишини кўрсатиш мумкин.

Одатда бу қонун

$$\oint H_i dl = \Sigma I_i. \tag{16.46}$$

шаклида ёзилади. Магнит майдони кучланганлик векторининг контур бўйича циркуляцияси шу контур ўраб олган тоқларнинг алгебраик йиғиндисига тенг.

Масалан, контур учта (16.49-расм); 1- ва 2-мусбат, 3-манфий тоқларни ўраб олган бўлса, мазкур ҳол учун тўлиқ ток қонуни

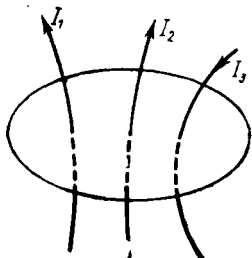
$$\oint H_i dl = I_1 + I_2 - I_3.$$

кўринишга эга бўлади.

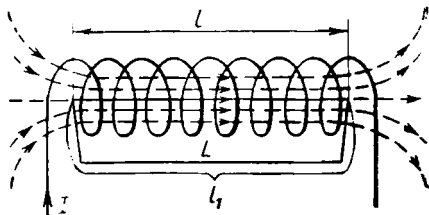
Тўлиқ ток қонунини татбиқ этиб, *соленоид магнит майдонининг кучланганлигини топамиз* (16.20-расм; пунктир билан кучланганлик чизиқлари кўрсатилган).

Соленоид қанча узун ва қанча кичик диаметрли бўлса, унинг ичидаги магнит майдони шунча бир жинсли бўлади. Соленоид ичидаги майдонни бир жинсли, ташқарисидаги майдонни эса жуда заиф деб ҳисоблаймиз. Соленоид узунлиги — l ўрамларининг умумий сони N соленоиднинг узунлик бирлигига тўғри келувчи ўрамлар сони (ўрам зичлиги) $n = N/l$ бўлсин дейлик. 16.20-расмда бирорта ихтиёрий L контурни ўтказиб, ундаги циркуляцияни ҳисоблайлик. Унинг l бир қисми соленоид ичидаги H чизиғи билан устма-уст тўшади, иккинчиси l_1 унинг ташқарисидан ўтади. Шундай қилиб, циркуляция иккита интеграл ёрдамида берилиши мумкин:

$$\oint H_i dl = \int_l H_i dl + \int_{l_1} H_i dl. \tag{16.47}$$



16.19-расм.



16.20-расм.

Соленоид ичида $H = H_l$ бўлгани учун $\int H_l dl = Hl$ бўлади, соленоид ташқарисида H кичик, шунинг учун $\int H_l dl = 0$ ва (16.47) дан $\oint H_l dl = Hl$ га эга бўламиз. Тўлиқ ток қонуни (16.46)дан фойдаланиб, $Hl = \Sigma J = NJ$ га эга бўламиз, бундан

$$H = J(N/l) = J_n \quad (16.48)$$

Бу соленоид магнит майдонининг кучланганлиги J ток кучи билан, соленоиднинг узунлик бирлигига тўғри келувчи ўрамлар сони n нинг кўпайтмасига тенг эканини билдиради.

16.7-§. МОДДАЛАРНИНГ МАГНИТ ХОССАСИ

Модда магнит майдонига жойлаштирилганда ҳолати ўзгаради. Бундан ташқари унинг ўзи ҳам магнит майдони манбаи бўлиб қолади. Шунинг учун барча моддаларни магнетиклар деб аташ қабул қилинган.

Магнетикларнинг макроскопик фарқланиши уларнинг тузилишига боғлиқ бўлгани учун электрон, ядро, атом ва молекулаларнинг магнит характеристикасини, шунингдек бу заррачаларнинг магнит майдонида ўзини қандай тутишини кўриб чиқиш мақсадга мувофиқдир. Бунда фикрлашни классик физика чегарасида олиб борамиз.

Шартли равишда электрон атом ичида r радиусли доиравий орбита бўйича v тезлик билан ядро атрофида текис айланади, деб ҳисоблаймиз (16.21-расм). Бундай ҳаракат доиравий токка ўхшаш бўлиб, орбитал магнит момент $P_{орб}$ билан характерланади (электронманфий зарядланган заррача ва унинг ҳаракати ток йўналишига қарама-қарши бўлганини унутмаслик керак).

ν частота билан айланадиган электрон ҳаракатига мос ток кучи

$$J = e\nu \quad (16.49)$$

га тенг; бу ерда e электрон заряди. $\nu = v/(2\pi r)$ бўлгани учун

$$J = ev/(2\pi r) \quad (16.50)$$

У ҳолда (16.2 га қаранг)

$$P_{орб} = \frac{ev}{2\pi r} \pi r^2 = \frac{evr}{2} \quad (16.51)$$

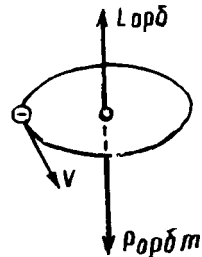
га эга бўламиз.

Орбита бўйича айланадиган электрон импульс momenti $L_{орб}$ га эга (16.21-расм), бу момент (5.27) га мувофиқ

$$L_{орб} = m_e vr, \quad (16.52)$$

га тенг, бу ерда m — электрон массаси.

Заррача магнит моментининг унинг импульс мо-



16.21-расм.

ментига бўлган нисбати магнит механик нисбат дейилади. (16.51) ва (16.52) га бўлиб, электрон учун орбитал магнит механик нисбатни топамиз:

$$G_{орб} = \frac{p_{орб}}{L_{орб}} = \frac{e}{2m_e} \quad \checkmark \quad (16,53)$$

Магнитомеханик нисбат *Ланде фактори* g орқали ифодаланади:

$$G_{орб} = g_{орб} \frac{e}{2m_e} \quad (g_{орб} = 1). \quad \checkmark \quad (16,54)$$

Электрон яна хусусий импульс моментига ҳам эга, бу моментга *спин* дейилади. Спинга спин магнит моменти мосдир.

Спинли магнит механик нисбат орбитал магнитомеханик нисбатдан икки марта катта:

$$G_s = \frac{e}{m_e} = g_s \frac{e}{2m_e} \quad (g_s = 2) \quad \checkmark \quad (16,54 \text{ а})$$

(16.53) ва (16,54 а) муносабатлар магнит ва механик (импульс моменти) моментлар орасида жуда аниқ «қаттиқ» боғланиш мавжудлигини кўрсатади, чунки e доимий катталиқдир*, бу боғланиш магнит механик ҳодисаларда рўй беради. Бундай ҳодисалардан бирини 1915 йилда биринчи бўлиб А. Эйнштейн ва де Гааз кузатган. Енгил стержень S ингичка ип билан соленоид ичига осиб қўйилган (16.22-расм).

Соленоид ток ўтказилганда магнит майдони ҳосил бўлади. Натижада электронларнинг магнит моменти тартиб билан жойлашиб қолади. Бу эса импульс моментнинг ҳам тартибли ориентацияланишига олиб келади. Натижада бутун стержень импульсга эга бўлади ва бурилади. Бунини кўзгудан қайтган ёруғлик шуъласининг огишидан кўриш мумкин.

Магнит механик ҳодисалар магнит механик нисбатини аниқлашга ва шунга асосан, орбитал ёки спин магнит моментининг магнитланиш жараёнларидаги роли тўғрисида хулоса чиқаришга имкон беради. Масалан, Эйнштейн ва де Гааз тажрибалари ферромагнит материалларнинг магнитланиши учун электронларнинг спинли магнит моментлари сабаби эканини кўрсатади.

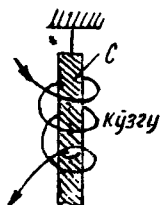
Ядролар, атомлар ва молекулалар ҳам магнит моментга эга.

Молекуланинг магнит моменти уни ташкил қилган атомлар магнит моментининг вектор йиғиндисидир.

Магнит майдони магнит моментига эга бўлган заррачаларнинг ориентациясига таъсир қилади, натижада модда магнитланади.

Модданинг магнитланиш даражаси *магнитланганлик* вектори билан характерланади.

Бу векторнинг ўртача қиймати магнетик ҳажмда



16.22-расм.

* Бу ерда массани тезликка боғлиқлиги орасидаги релятивистик боғланиш ҳисобга олинмайди.

жойлашган барча заррачалар магнит моментларининг йиғиндисини Σp_{mi} шу ҳажмга бўлган нисбатига тенг:

$$J = \frac{\Sigma p_{mi}}{V} \cdot \checkmark \quad (16.55)$$

Шундай қилиб, магнитланганлик-магнетик ҳажм бирлигининг ўртача магнит моментидир. Магнитланганлик бирлиги *метрампер* (А/м).

Магнетиклар асосан учта синфга бўлинади: \checkmark *парамагнетиклар, диамагнетиклар* ва *ферромагнетиклар*. Уларнинг ҳар бирининг ўзига хос типдаги магнетизми мавжуд: парамагнетизм, диамагнетизм ва ферромагнетизм. Уларнинг табиатини кўриб чиқамиз.

Парамагнетизмнинг классик назариясига мувофиқ парамагнетикларнинг молекулалари нолдан фарқли магнит моментига эга.

Магнит майдони йўқлигида бу моментлар хаотик жойлашади ва магнитланганлик нолга тенг бўлади (16.23-а, расм). Парамагнит жисм магнит майдонига жойлаштирилганда молекулаларнинг магнит momenti B -йўналиши бўйича кўпроқ ориентацияланади, бунинг натижасида $J \neq 0$ (16.23-б, расм).

Магнит моментининг тартибланиш даражаси магнит майдони ва молекуляр хаотик ҳаракат каби иккита қарама-қарши факторга боғлиқ, шунинг учун магнитланганлик ҳам магнит индукцияга, ҳам ҳароратга боғлиқ бўлади.

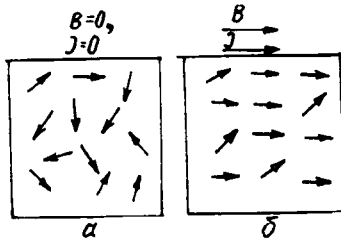
Агар парамагнетикдан ясалган стержень вакуумда бир жинсли магнит майдонида осиб қўйилса, мувозанат ҳолатда у **магнит индукция** чизиқлари бўйлаб жойлашади (16.24-расм, устан кўриниши), бу ҳол J нинг B йўналишида ориентацияланишига мос келади. Парамагнетик ҳосил қилган майдон ташқи магнит майдонни бир оз кучайтиради, шунинг учун натижавий майдон индукцияси B — парамагнит йўқлигидаги майдон индукцияси — B_0 дан катта бўлади ($B > B_0$). Бу парамагнетикларнинг нисбий магнит сингдирувчанлиги бирдан катта ($\mu_r > 1$) эканлигини билдиради. Алюминий, кслород, молибден ва ҳоказолар парамагнетикдир.

Вакуумдаги бир жинсли бўлмаган магнит майдонида парамагнит модда заррачалари магнит индукциясининг қиймати каттароқ томонга кўчади, гўё «майдонга тортлади».

Диамагнетизм табиатини тушунтириш бирмунча мураккаб, шунинг учун аввал бир механик ҳодисани кўриб чиқиш мақсадга мувофиқдир.

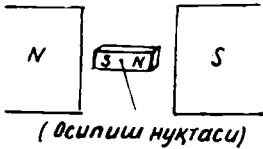
Китобхон шубҳасиз, оддий болалар пилдиуроғи ўқининг конуссимон айланма ҳаракат қилишини кузатган бўлса керак, бундай ҳаракат процессия дейлади (16.25-а расм).

У L_{op6} импульс моментли айланувчи жисмга йиқитувчи куч momenti таъсир қилган вақтда вужудга келади. Агар пилдиуроқ айланмаса, у оғир-



16.23-расм.

9



16.24-расм.

лик кучи mg таъсирида йиқилиб кетарди, пилдироқнинг айланиши эса прецессияга олиб келади.

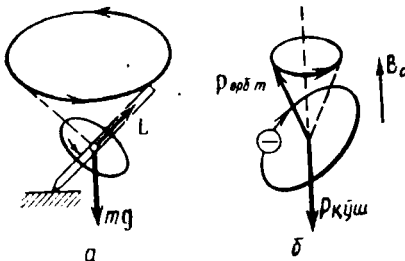
Магнит майдонидаги электрон орбиталарида ҳам шунга ўхшаш ҳодиса юз беради. Орбита бўйича айланувчи электрон пилдироққа ўхшаш импульс моментига эга, шунингдек орбитал магнит momenti P_{orb} билан ҳам характерланади. Шунинг учун унга токли контур каби магнит майдон томонидан куч momenti таъсир этади. Шундай қилиб, электрон орбитасининг ёки айланувчи электроннинг прецессияси рўй беришига шароит туғилади (16.25-б, расм). У электроннинг, ташқи магнит майдони B_0 индукциясига қарама-қарши йўналувчи, қўшимча магнит momentini ҳосил бўлишига олиб келади, натижада майдон кучсизланади. Диамагнетизм ана шундай пайдо бўлади.

Диамагнетизм барча моддаларга мансубдир. Парамагнетиклардаги диамагнетизмни ундан кучлироқ бўлган парамагнетизм қоплайди. Агар молекулаларнинг магнит momenti нолага тенг ёки диамагнетизм парамагнетизмдан устун келадиган даражада кичик бўлса, у ҳолда бундай молекулалардан иборат моддалар диамагнетик ҳисобланади. 16.26-расмда магнит майдони йўқлигидаги (а) ва майдондаги (б) диамагнетикнинг молекулалари схематик равишда кўрсатилган. Диамагнетикларнинг магнитланганлик вектори магнит индукциясига қарама-қарши йўналган бўлади, унинг қиймати индукция ортган сари ошиб боради.

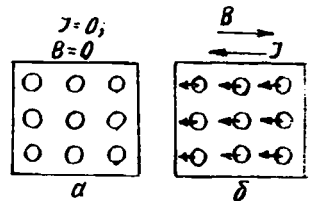
Диамагнетик ҳосил қилган хусусий магнит майдони ташқи майдонга тескари йўналган бўлгани учун диамагнетик ичидаги магнит индукция — B майдон йўқлигидаги магнит индукция B_0 дан кичик ($B < B_0$) бўлади. Демак, диамагнетикнинг nisбий магнит синдирувчанлиги бирдан кичик ($\mu_r < 1$). Азот, водород, мис, сув ва бошқа моддалар диамагнетиклардир.

Агар диамагнетикдан ясалган стержень вакуумда бир жиқсли магнит майдонида осиб қўйилса, мувозанат ҳолда у магнит индукция чизиқларига перпендикуляр равишда жойланади (16.27-расм, устанд кўриниши).

Вакуумда бир жиқсли магнит майдонида диамагнетик заррача-



16.25-расм.



16.26-расм.



16.28-расм.



16.27-расм.

лар «майдондан итарилиб чиқарилади». Масалан, шам алангаси бундай майдонда оғади (16.28-расм). Ёнган маҳсулотлар диамагнит заррачалардан иборат.

Баён этилганлардан маълум бўлдики моддаларнинг магнит хоссалари молекулалар тузилишига боғлиқ, шунинг учун магнит ўлчаш услубидан химиявий текширишда фойдаланилади. Физик химиянинг махсус бўлими — магнитохимия моддаларнинг магнит ва химиявий хоссалари орасидаги боғланишни ўрганади.

Ферромагнетиклар парамагнетикларга ўхшаб, майдон бўйича йўналган магнитланганлик ҳосил қилади, уларнинг нисбий магнит синдирувчанлиги бирдан катта ($\mu_r \ll 1$). Лекин ферромагнетизм парамагнетизмдан тубдан фарқ қилади. Ферромагнит хоссалар айрим атомларга ёки молекулаларга эмас, балки кристалл ҳолатидаги баъзи моддаларга мансубдир. Бу ҳодисани квант назарияси тушунириб беради.

Кристалл ҳолидаги темир, никель, кобальт ва бу элементларнинг ўзаро ҳамда бошқа ноферромагнит бирикмалар билан ҳосил қилган қотишмалари, шунингдек хром ва марганецнинг ноферромагнит элементлар билан ҳосил қилган бирикмалари ферромагнетик ҳисобланади.

Ферромагнетиклар магнитланганлиги фақат магнит индукцияга боғлиқ бўлмасдан уларнинг олдинги ҳолатига ва намунанинг магнит майдонида бўлган вақтига ҳам боғлиқдир. Модданинг ферромагнит хоссалари маълум ҳароратдан паст ҳароратда сақланади, бу ҳарорат Кюри нуқтаси дейилади.

Табиатда ферромагнетиклар кўп бўлмасда техникада магнит материаллар сифатида асосан улардан фойдаланилади. Бунга сабаб улардаги кучли магнетизм, қолдиқ магнитланганлик ва коэрцитив кучнинг мавжудлигидадир.

Магнит майдонида ферромагнит жисмларга ва доимий магнитга таъсир этувчи механик кучлардан таъбиатда фойдаланилмоқда. Масалан, болаларнинг кўкрак қафасини тўғрилашда (Ю. Ф. Исаков, Э. А. Степанов ва бошқалар) Ўйғон ичак тешигидан оқиб чиқадиган ташқи сунъий моддаларни бартараф қилиш учун магнит тикинлар (В. Д. Федоров, Т. С. Одарюк ва бошқалар), ферромагнит чанг ва қипиқларни кўздан чиқариб ташлашда ва ҳоказо.

16.8-§. ОРГАНИЗМ ТЎҚИМАЛАРИНИНГ МАГНИТ ХОССАЛАРИ. МАГНИТОБИОЛОГИЯНИНГ ФИЗИК АСОСЛАРИ

Организм тўқималари сувга ўхшаб маълум даражада диаманитдир. Бироқ организмда парамагнит моддалар, молекулалар ва ионлар ҳам мавжуд. Организмда ферромагнит заррачалар йўқ.

Организмда ҳосил бўладиган биотоклар кучсиз магнит майдонларининг манбаидир. Баъзан бундай майдоннинг индукциясини ўлчаш мумкин.

Масалан, юракнинг магнит майдони индукциясининг вақтга боғлиқлигини юрак биотокларининг қайд қилиш асосида диагностика методи — *магнитокардиография* яратилган.

Магнит индукция ток кучига, ток кучи (биоток) эса, Ом қонунига асосан кучланиш (биопотенциал)га пропорционал бўлган учун умумий ҳолда, магниткардиограмма электрокардиограммага ўхшашдир. Бироқ магнитокардиография электрокардиографиядан фарқ қилиб контактсиз услуб ҳисобланади, чунки магнит майдони биологик объектдан майдон манбадан бир қанча масофа нарида ҳам қайд қилиниши мумкин. Магнит кардиографиянинг тараққиёти мумкин қадар кичик магнит майдонларни ўлчаш имкониятига боғлиқ (масалан, 20.1-§ га қаранг).

Магнит майдони ўз ичидаги биологик системаларга таъсир қилади. Бу таъсирни биофизиканинг *магнитобиология* деб атаувчи бўлими ўрғанади.

Бир жинсли бўлмаган магнит майдонида дрозофилларнинг ўлиши, дошмий магнит майдонида бўлгандан сўнг ҳайвон ва ўсимликларда морфологик ўзгаришларнинг рўй бериши, ўсимликларнинг магнит майдонида ориентацияланиши, магнит майдонининг нерв системасига ва қон характеристикасининг ўзгаришига таъсири ва ҳоказо тўғрисида маълумотлар мавжуд.

Барча ҳолларда физик ва физик-химиявий жараёнларнинг бирламчилиги табиийдир.

Молекулаларнинг ориентацияси, бир жинсли бўлмаган магнит майдонида молекулалар ёки ионлар концентрациясининг ўзгариши, биологик суюқлик билан бирга ҳаракатланувчи ионларга куч таъсири (Лоренц кучи), магнит майдонида қўзғолиш, электр импульсининг тарқалиши вақтида ҳосил бўлувчи *Холл эффекти* ва ҳоказо шундай жараёнлардан бўлиши мумкин.

Ҳозирги вақтда магнит майдонининг биологик объектга таъсирининг физик табиати ҳали аниқлангани йўқ. Бу масала текширилиш босқичида турибди.

13

Ун еттинчи боб

Электромагнит индукция Магнит майдони энергияси



Олдинги бобда электр ва магнит ҳодисалар орасидаги боғланишнинг бир томони ҳаракатланувчи электр заряди магнит майдонининг манбаи эканлиги кўрсатилган эди. Бу боб бундай боғланишнинг бошқа томонига: ўзгарувчан магнит майдони электр майдонини яратishiга бағишланади. Буни кўп йиллик тинимсиз изланишлардан сўнг 1831 йилда Фарадей кашф этди ва электр-магнит индукция ҳодисаси деб атади.

17.1-§. ЭЛЕКТРОМАГНИТ ИНДУКЦИЯНИНГ АСОСИЙ ҚОНУНИ

Контурга кириб борувчи магнит оқимининг ҳар қандай ўзгариши унда электр магнит индукциянинг электр юритувчи кучини ҳосил қилади.

В индукцияли магнит майдонида жойлашган тўғри тўртбурчак шаклидаги контур, узунлиги l га тенг бўлган ҳаракатланувчи қисмга эга бўлсин (17.1-расм). Контур бўйича J ток оққанда Ампер кучи F контурнинг ҳаракатланувчи қисмига таъсир қилади ва у dt вақтда dx масофага кўчади. Шу вақтда ток манбаининг ба- жарган иши Жоуль-Ленц қонунига кўра иситиш учун ва ҳаракатланувчи қисмнинг кўчиши учун сарфланадиган энергияга тенг:

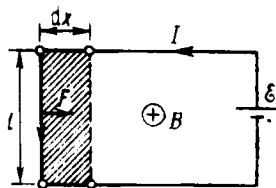
$$\epsilon I dt = I^2 R dt + F dx \quad (17.1)$$

бу ерда ϵ контурда ток ҳосил қилувчи манба J нинг э. ю. к; R — унинг электр қаршилиги.

Бу мисолда токнинг йўналиши B га перпендикуляр бўлгани учун (17.1-расмда доирачадаги x чизиқ, B нинг «биздан» чизма текислиги орқасига йўналганини билдиради), у ҳолда $F = IBl$. Кучнинг бу қийматини (17.1) га қўйиб

$$\epsilon I dx = I^2 R dt + IBl dx$$

га эга бўламиз. Ток кучини доимий деб ҳисоблаш мумкин бўлсин учун dt ни етарли даражада кичик деб тасаввур этилади. Тенгламани J га қисқартирсак:



17.1-расм.

$$\epsilon dt = IRdt + Bldx \quad (17.2)$$

ни оламиз. Шакл ўзгартиришлар киритамиз:

$$Bldx = Bds = d\Phi \quad (17.3)$$

бу ерда $dS = ldx$ (17.1-расмда штрихланган юза); $d\Phi$ юза dS га қириб борувчи магнит оқимининг ўзгариши, текширилаётган мисолда у контур ўлчовининг ўзгариши туфайли юзага келади. (17.3) ни (17.2) га қўйиб;

$$\epsilon dt = IRdt + d\Phi$$

га эга бўламиз, бундан токни ифодалаймиз:

$$I = \frac{E - d\Phi/dt}{R} \quad (17.4)$$

(17.4) тенглама бутун занжир учун *Ом қонунини* ифодалайди. Тенгламанинг ўнг томонидаги қасрнинг сурати контурда бўлган электр юритувчи кучларнинг алгебраик йиғиндисидир; ϵ — манбанинг э. ю. к, ϵ_l контурга кириб борувчи магнит оқимининг ўзгариши натижасида ҳосил бўладиган электромагнит индукциянинг э. ю. к. Шундай қилиб,

$$\mathcal{E}_i = -d\Phi/dt. \quad (17.5)$$

га эга бўламиз. Бу электромагнит индукциянинг асосий қонуни ёки *Фарадей қонуни*дир.

Гарчи (17.5) формула хусусий мисолдан чиқарилган бўлсада, у универсалдир. Контурнинг ичига кириб борувчи магнит оқими ўзгарганда (магнит майдонининг вақт давомида ўзгариши, магнитни яқинлаштириш ва узоқлаштириш, қўшни контурда токнинг ўзгариши, берилган контурнинг ўзида токнинг ўзгариши ва ҳоказоларда) контурда ҳаммаша электр магнит индукциянинг э. ю. к. пайдо бўлади ва у магнит оқимининг ўзгариш тезлигига пропорционал бўлади.

(17.5) ифодаги реал контурни ташкил қилган материалларнинг ҳеч бир хоссаси қирмайди, демак электромагнит индукциянинг э. ю. к. бу хоссаларга боғлиқ эмас*. Ҳатто ҳаёлан тасаввур қилинган математик контурда унга кириб борувчи магнит оқими ўзгарганда ҳосил бўладиган электр юритувчи куч ҳақида гапириш мумкин. Бу ҳол магнит майдонининг ўзгариши электр майдонини вужудга келтиради деб ҳисоблашга асос бўлади. Бунда реал ўтказувчи контурда оқувчи ток электр майдон натижасида ҳосил бўлади.

Бутун занжир учун Ом қонунидан ва электр магнит индукция қонунидан фойдаланиб, индукцион ток учун қўйидаги ифодани ёзамиз:

* Реал контурни ясашда ишлатиладиган материал, агар унинг магнит сингдировчанлиги магнит майдони индукциясига боғлиқ бўлса ЭЮК қийматига таъсир қилиши мумкин. Бу ерда у ҳисобга олинмайди.

$$I = \frac{E_i}{R} = -\frac{1}{R} \frac{d\Phi}{dt} \quad (17.6)$$

(17.6) дан ток контур қаршиликка боғлиқ эканлиги кўриниб турибди, идеал изолятордан ясалган контур занжирида ток бўлмайди.

Агар S юзага тенг бўлган рамка B индукцияли бир жинсли магнит майдо-нида ω бурчак тезлик билан айланса (17.2-расм), у ҳолда (16.7) ва (5.5) га асосан, рамкага кириб борувчи магнит оқимининг вақт давомидаги ўзгариш қонунини ёзиш мумкин:

$$\Phi = BS \cos \alpha = BS \cos \omega t$$

(17.6) дан мазкур ҳол учун:

$$I = -\frac{1}{R} \frac{d}{dt} (BS \cos \omega t) = I_{\max} \sin \omega t, \quad (17.7)$$

Бу ерда $I = BS\omega/R$ ток амплитудаси (17.7) дан кўринадики, бу ҳолда рамкада ўзгарувчан синусоидал индукцион ток ҳосил бўлади.

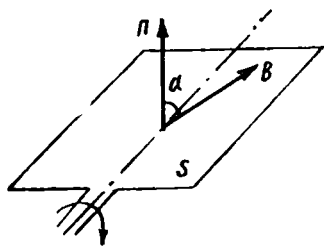
(17.6) формуладаги «-» ишора Ленц қонунини акс эттиради. Уни қуйидаги мисолда тушунтирамиз.

Контурга магнитнинг шимол қутби яқинлашаётган бўлсин (17.3-расм). Контурни айланиб чиқишдаги йўналишни (расмда кичик стрелкалар билан кўрсатилган) мусбат деб олайлик, у ҳолда контур ўраб олган юзачага ўтказилган нормал тегишли йўналишга (ўнг винтли система олинади) эга бўлади. Расмдан кўринишича α ўтмас бурчак, демак [(16.7) га қаранг] магнит оқими манфий*. Магнит контурга яқинлашганда магнит индукция B ортади, контурга кириб борувчи магнит оқимининг абсолют қиймати ўсади, бироқ оқим манфий бўлгани учун, $\Delta\Phi < 0$

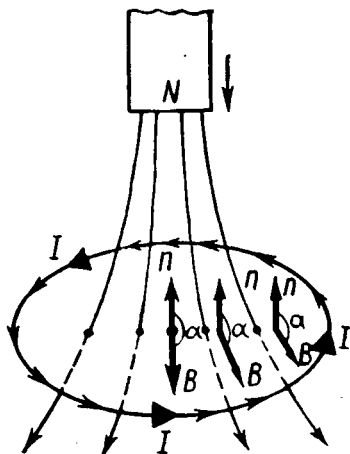
ва $\frac{d\Phi}{dt} < 0$ бўлади. (17.6) формула бўйича $I > 0$ бўлади. Демак, индукцион ток йўналиши контурни айланиб чиқиш йўналишига мос келади (17.3-расмдаги йирик стрелкалар), бу эса Ленц қонунига тўғри келади.

Электр магнит индукция тўғрисида ўтказгичда кўчирилган заряднинг аниқ-лаймиз. Ток заряднинг вақт бўйича

* (16.7) формулани бу ерда шартли равишда қўллаш мумкин, чунки магнит майдони бир жинсли эмас.



17.2-расм.



17.3-расм.

олинган ҳосиласи бўлгани учун (17.6) ни ҳисобга олиб,

$$\frac{dq}{dt} = -\frac{1}{R} \frac{d\Phi}{dt}, \text{ ёки } dq = -\frac{d\Phi}{R}. \quad (17.8)$$

деб ёзишимиз мумкин. Бу тенгликни интегралласак,

$$\int_0^q dq = -\frac{1}{R} \int_{\Phi_1}^{\Phi_2} d\Phi, \quad q = -\frac{\Phi_2 - \Phi_1}{R} = -\frac{\Delta\Phi}{R}. \quad (17.9)$$

ни оламиз. Бундан электр магнит индукция туфайли, ўтказгичда оқувчи заряд контурга кириб борувчи магнит оқимининг ўзгаришига ва контур қаршилигига боғлиқ эканлиги келиб чиқади.

Бу боғланишдан, жумладан, контурда индукцияланадиган электр зарядини қайд қилувчи асбоблар ёрдамида магнит оқимини ўлчашда фойдаланилади.

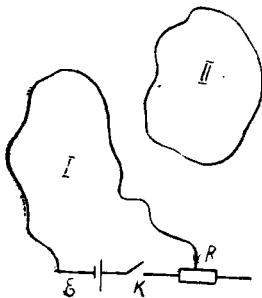
17.2-§. ЎЗАРО ИНДУКЦИЯ

Бир контурда ток кучи ўзгарганда иккинчи контурда э. ю. книнг ҳосил бўлиши *ўзаро индукция* дейилади. Бу электромагнит индукциянинг хусусий ҳолидир.

Икки контурни I ва II ни кўриб чиқамиз (17.4-расм). Агар калит K уланса, контур I да ток J_1 оқади, бу ток магнит майдонини ҳосил қилади. Бу вақтда контур II га магнит оқими Φ_2 кириб боради. У магнит индукцияга пропорционал, магнит индукция эса магнит майдонини ҳосил қилувчи токка пропорционал бўлади. Шунинг учун

$$\Phi_2 = M_{21} I_1 \quad (17.10)$$

бу ерда M_{21} ҳар икки контурнинг катта-кичиклигига ва шакллари-га, уларнинг ўзаро жойланиш вазиятлари ва атрофдаги муҳитнинг магнит сингдирувчанлигига боғлиқ бўлган пропорционаллик коэффициенти.



17.4-расм.

I ва II контурнинг ролини алмаштириб, худди шунга ўхшаш мулоҳазаларни юритиш мумкин (бу 17.4-расмда кўрсатилмаган). Агар II контурда ток I_2 оқса I контурга кириб борувчи Φ_1 оқимни ҳосил қилади, у ҳолда

$$\Phi_1 = M_{12} I_2$$

M_{12} ва M_{21} коэффицентлар бир хилдир: $M_{12} = M_{21} = M$ булар ўзаро индуктивлик деб аталади ва бу иккала контурнинг хараكتеристикаси ҳисобланади. Ўзаро индуктивликнинг бирлиги *генри* (Γ_n) дир.

Таърифдан кўринишича $1Г_{н1} = 1 Вб/ 1А$.

Бир контурда ток ўзгарса, иккинчи контурга кириб борувчи магнит оқими ҳам ўзгаради ва унда электр магнит индукциянинг э. ю. к. ҳосил бўлади. Электр магнит индукциянинг асосий қонунидан ва (17.10) муносабатдан фойдаланиб, M ни ўзгармас деб ҳисоблаб:

$$E_{12} = - \frac{d\Phi_2}{dt} = - M \frac{dI_1}{dt} \quad (17.11)$$

ни ёзишимиз мумкин. Шунга ўхшаб биринчи контурда ҳосил бўладиган э. ю. к учун:

$$E_{11} = - \frac{d\Phi_1}{dt} = - M \frac{dI_2}{dt} \quad (17.12)$$

(17.11) ва (17.12) дан кўринишича, ўзаро индукциянинг э. ю. к. кўшни контурдаги ток кучининг ўзгариш тезлигига ва иккала контурнинг ўзаро индуктивлигига боғлиқ.

17.3-§. ЎЗИНДУКЦИЯ

Контурдаги ток кучи ўзгарганда шу контурнинг ўзида индукция э. ю. к. нинг ҳосил бўлиши *ўзиндукция* дейилади. Бу ҳам электр магнит индукциянинг хусусий ҳолидир.

(17.10)га ўхшаб бу ҳолда ҳам контурда оқувчи ток кучи билан уни ҳосил қилган ва контурга кириб борувчи магнит оқими орасида боғланиш мавжуд деган хулоса чиқариш мумкин:

$$\Phi = LI \quad (17.13)$$

бу ерда L — *контур индуктивлиги*.

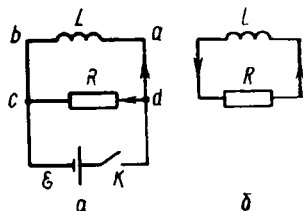
Индуктивлик контур ўлчамига, шаклига ва муҳитнинг магнит сингдирувчанлигига боғлиқ. Индуктивликнинг ўлчов бирлиги ўзаро индуктивлик ўлчов бирлиги каби *генридир*.

Контурдаги ток кучи ўзгарганда шу контурнинг ичига кириб борувчи магнит оқими ҳам ўзгаради, бу эса ўзиндукция э. ю. к.нинг пайдо бўлишига олиб келади. Электр магнит индукция асосий қонунидан ва (17.13) формуладан фойдаланиб, L ни ўзгармас деб ҳисоблаб, ўзиндукция э. ю. к. нинг ифодасини ёзамиз:

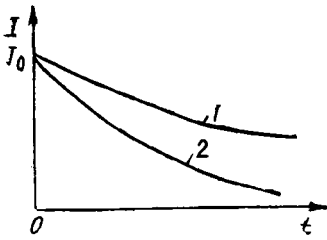
$$E_i = - \frac{d(LI)}{dt} = - L \frac{dI}{dt} \quad (17.14)$$

Ўзиндукция натижасида занжирдаги ток кучи бир онда ўзгариб қолмайди. Буни мисол (17.5-расмда) ёрдамида тунтирамиз.

Манбага индуктивлиги L катта, аммо кичик қаршиликли ғалтак ва



17.5-расм.



17.6-расм.

қаршилиги R кичик резистор параллел равишда уланган. Калит — k занжирдан узилганда (а) схеманинг юқори қисми мустақил контур (б) бўлиб қолади, ундаги ток фақат ўзиндукция электр юритувчи кучига боғлиқ.

Бутун занжир учун Ом қонуни ва (17.14) формулага асосан

$$IR = -L \frac{dI}{dt}, \text{ ёки } \frac{dI}{I} = -\frac{R}{L} dt. \quad (17.15)$$

ни ёзамиз. Дастлабки $t = 0$ моментга I_0 , оралиқ t моментга I ток кучи мос келади деб ҳисоблаб, кейинги тенгликни интеграллаймиз:

$$\int_0^t \frac{dt}{I} = -\frac{R}{L} \int_0^t dt; \ln \frac{I}{I_0} = -\frac{R}{L} t. \quad (17.16)$$

Потенцирласак,

$$I = I_0 e^{-(R/L)t}. \quad (17.17)$$

ни оламиз. Демак контурдаги (17.5-б расм) ток кучи бирданига ўзгармасдан экспоненциал қовун бўйича ўзгаради. Худди шунинг учун исталган реал занжирни узган вақтда ўчиргич (ключатель) контактида учқун ёки ёй пайдо бўлади. 17.6-расмда ток кучининг вақт билан боғланиши R/L^* нисбатининг турли қийматлари: $(R/L)_1 < (R/L)_2$ учун кўрсатилган.

Кўриб чиқилганга ўхшаш жараёнлар ўтиш жараёнлари дейилади. Улар бир иш тартибидан бошқасига ўтганда электр занжирида вужудга келади. Назарий жиҳатдан (17.17) дан кўринадики бундай жараён чексиз давом этиши керак. Лекин давомийликни вақт билан баҳолаш қабул қилинган (вақт доимийси — τ). Бу вақт ичида ўтиш жараёнини характерлайдиган параметр (кўриб ўтилган мисолда ток кучи) e марта ўзгаради.

Вақт доимийлиги учун муносабатни (17.17) дан олиш мумкин.

Агар I ўрнига $\frac{I_0}{e}$ ни, $t < \tau$ ўрнига τ ни қўйсак;

$$I_0/e = I_0 e^{-(R/L)\tau}$$

бундан $\tau = L/R$ (17.17 а) келиб чиқади. Ўтиш жараёни учун $\tau_1 > \tau_2$ (17.6-расм).

Пировардида l , узунликда N та ўрамга эга бўлган ва кўндаланг кесим юзи S бўлган соленоиднинг индуктивлигини ҳисоблаймиз. (17.3) формуладан

* ab қисмдаги бошланғич ток кучи ds қисмдаги бошланғич ток кучидан анча катта деб фарз қилинганда 17.17-формула ва 17.6-расмдаги графиклар ҳаққоний бўлади. Калит K узилгандан bc қисмдаги токнинг йўналиши ва кучи ўзгаради.

$$L = \Phi / I \quad (17.18)$$

га эга бўламиз. Бу ерда I соленоид бўйича оқувчи ток кучи, уни (16.48) формуладан фойдаланиб қуйидагича ёзамиз:

$$I = NI / N \quad (17.19)$$

Унинг барча N та ўрамини кесиб ўтувчи магнит оқими*

$$\Phi = BSN = \mu_r \mu_0 HSN. \quad (17.20)$$

(17.19) ва (17.20) ни (17.18)га қўйиб,

$$L \equiv \frac{\mu_r \mu_0 HSN^2}{NI} = \mu_r \mu_0 \frac{N^2 S}{l}. \quad (17.21)$$

га эга бўламиз. Бундан кўриниб турибдики, L контур геометрия-сига (N , S , l) ва атропо муҳитнинг нисбий магнит сингдирувчанлиги μ_r га боғлиқ экан.

(17.21) нинг сурат ва маҳражини соленоид узунлиги l га қўпайтирсак ва соленоид ҳажми $V = Sl$, $n = N/l$ эканлигини ҳисобга олсак:

$$L = \mu_r \mu_0 n^2 V. \quad (17.22)$$

га эга бўламиз.

μ_0 нинг ўлчов бирлиги *метр генри* (гн/м) эканини (17.22) формуладан аниқлаш осон.

17.4-§. УЮРМАВИЙ ТОКЛАР

Металл деталлар, электролитлар эритмалари, биологик органлар каби бутунлай ўтказувчи жисмларда ёпиқ индукцион токнинг (уюрма тоқлар ёки Фуко тоқлари) ҳосил бўлиши электр магнит индукциянинг намоён бўлиши ҳолларидан биридир.

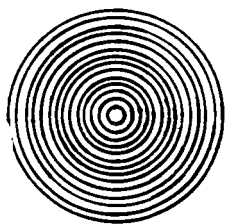
Ўтказувчи жисмнинг магнит майдонида кўчиши, вақт давомида майдон индукциясининг ўзгариши ёки шуниингдек, иккала факторнинг барабар таъсири натижасида *уюрма ток* ҳосил бўлади. (17.6) дан кўринадики, уюрмавий тоқларнинг интенсивлиги жисмнинг электр қаршилигига, демак, солиштирма қаршилиги ва ўлчовига, шунингдек магнит оқимининг ўзгариш тезлигига боғлиқ.

Уюрмавий тоқдан фойдаланишга доир баъзи мисолларни кўрсатиб ўтамиз.

Уюрмавий ток Жоуль-Ленц қонунига мувофиқ ўтказгичларнинг исиши-ни юзага келтиради, бундан металларни махсус печларда эритиш ва ўтказувчи жисмлар сиртини — сиртий тоблаш мақсадида қиздириш учун фойдаланилади.

Физиотерапияда одам танасининг айрим қисмларини уюрма ток билан

* Электртехникада соленоиднинг барча ёки бир неча ўрамини кесиб ўтувчи оқимга *оқим тутиниш* (потокосцепление) дейилади.



17.7-расм.

қаздиришда *индуктотермия* деб аталадиган даволаш муолажалари белгиланади (19.3-§ га қаранг).

Ҳаракатланаётган ўтказгичларда вужудга келадиган уярма токнинг магнит майдони билан ўзаро таъсири натижасида ўтказгичнинг тормоқланиши юзага келади. Бундан, масалан, стрелкали электр ўлчов асбобларида, уларнинг кўрсатишини янада тезроқ санап мақсадида ҳаракат қисмларини тормоқлаш учун фойдаланилади.

Баъзан уярма ток таъсири керакмас бўлади. Жумладан, трансформатор ўзақлари, мотор ва бошқа қурилмаларнинг исини фойдасиз энергия сарфланиши билан боғлиқ Баъзида эса бу деталларнинг совутишни талаб этувчи заруриятга боғлиқ. Уривсиз иситишни камайтириш мақсадида ўзақларнинг электр қаршилиги атайлаб катталаштирилади, бунинг учун улар кремнийли пўлат ёки феррит материаллардан ясалган пластинкалардан тўланади.

Уярмавий ток ўзгарувчан ток занжири ўтказгичларида ўзгача намойиш бўлади. Бундай ҳолда токнинг ўтказгич кўндаланг кесимида қайта тақсимланиши кузатилади, унинг ички қисмида ток кучи ташқи қисмидагидан кўра кам бўлади.

17.7-расмда ўзгарувчан ток кучининг цилиндр ўтказгич кесими бўйича тақсимланиши кўрсатилган: айлананинг қалинлиги унинг ўқидан турли масофаларда шартли равишда токнинг зичлигига пропорционал. Бу ҳодиса *скин-эффект** деб аталади. Токнинг ўтказгич сиртига «сиқиб чиқарилиш» даражаси унинг частотасига боғлиқ. Жумладан, юқори частотали токда ўтказгичнинг ички қисмида ток бўлмайди, шунинг учун кавак ўтказгичлардан (найчалардан) фойдаланилади, айрим ҳолларда уларни қимматбаҳо ўтказгич, масалан, кумуш билан қоплаш мақсадга мувофиқдир.

17.5-§. МАГНИТ МАЙДОНИ ЭНЕРГИЯСИ

Занжир узилганда учқун пайдо бўлиши 17.3-§ да кўрсатиб ўтилган эди, бу энергия айланишидан дарак беради, чунки учқун ёрушлик нурлари, иситиш, товуш тўлқинларининг манбаидир. Бу вақтда ток кучи ва демак, магнит майдонининг индукцияси камайгани учун ток ва индукция энергия билан боғлиқ эканлиги, бу энергия занжирни узиш вақтида бошқа энергия шаклларида айланиши тўғрисида хулоса қилиш мумкин. Бу энергияни ҳисоблаш учун 17.5-расмдаги занжирни кўриб чиқамиз.

Қалит K узилгандан сўнг L ва R дан иборат занжир орқали ўзиндукция э. ю. к. ҳосил қилган ток оқади ва ток магнит майдони энергиясининг асосан молекуляр-иссиқлик ҳаракати энергиясига айланиши (қаршилиқнинг исини) юз беради. Магнит майдони энергиясининг камайишини шу токнинг иши деб ҳисоблаш мумкин:

$$-\Delta E_m = A_t.$$

Ток кучининг, магнит майдони индукциясининг ва энергиянинг охириги қиймати нолга тенг, ток магнит майдони энергиясининг бошланғич қиймати E_m бўлади, шунинг учун

$$\Delta E_m = 0 - E_m = -E_m$$

* Инглизча skin — тери, қоплама сиртқи эффект демакдир.

бўлади ва шунда

$$E_m = A_i. \quad (17.23)$$

dt вақт оралиғида токнинг бажарадиган элементар иши

$$dA_i = E_i I dt$$

га тенг. (17.14)ни кейинги ифодага қўйиб,

$$dA_i = -L \frac{dI}{dt} I dt = -LI dI.$$

га эга бўламиз. Бу тенгликни токнинг I дан 0 гача ўзгариш чегарасида интеграллаб

$$E_m = \int dA_i = -L \int_I^0 I dI = \frac{LI^2}{2}. \quad (17.24)$$

ни оламиз. (17.24) формула исталган контур учун тўғри, у ток магнит майдони энергиясини контурдаги ток кучи ва унинг индуктивлиги билан боғлиқ эканлигини кўрсатади.

(17.24) формулани илгариланма ҳаракат кинетик энергиясининг ифодаси: $mv^2/2$ билан солиштириб кўриш фойдалидир. Бундаги ўхшашлик шунини кўрсатадики, контур индуктивлиги унинг баъзи «инерцион» хоссаларини ифодалаб характерлайди. Энергетик айланишни амалга оширмасдан туриб ҳаракатланиб турган жисмни тўхтатиб бўлмаганидек, ҳаракатланувчи зарядни (токни) ҳам энергия айланишини юзага келтирмасдан тўхтатиш мумкин эмас.

Соленоид мисолида магнит майдон энергиясини унинг характеристикалари орқали ифодалаймиз. Узун соленоиднинг магнит майдонини бир жинсли ва, асосан, унинг ичида жойлашган деб ҳисоблаймиз. (17.19) дан I ни ва (17.22) дан L ни (17.24)га қўйиб

$$E_m = \frac{\mu_r \mu_0 N^2 V H^2 l^2}{l^2 N^2} = \frac{\mu_r \mu_0 H^2}{2} V. \quad (17.25)$$

ни топамиз. (17.25)нинг ҳар икки қисмини соленоиднинг ҳажми V га бўлиб, магнит майдон энергиясининг ҳажмий зичлигини топамиз:

$$w_m = \mu_r \mu_0 H^2 / 2, \quad (17.26)$$

ёки (16.33)ни ҳисобга олсак,

$$w_m = BH/2. \quad (17.27)$$

Энергия ҳажмий зичлигининг ўлчов бирлиги метр куб жоуль ($\text{ж}/\text{м}^3$).

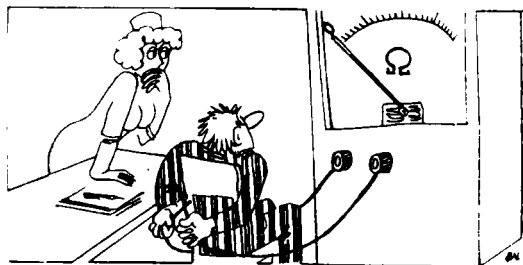
(17.26) ифода исталган магнит майдони учун унинг келиб чи-

қишидан қатъий назар тўғри бўлади. У ҳажм бирлигига нисбатан олинган магнит майдонининг энергиясини ифодалайди.

(17.26) ни электр майдони энергиясининг ҳажмий зичлиги учун берилган (14.46) формула билан солиштириш фойдали. Бу ифодалар E ва H бир-бирига ўхшаш бўлмаса ҳам бир хилдир.

Ўн саккизинчи боб

Электромагнит тебранишлар ва тўлқинлар

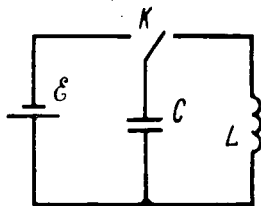


Заряд, ток, электр ва магнит майдонлари кучланганликларининг даврий (ёки тахминан даврий) ўзаро боғланган ўзгаришлари электрмагнит тебранишлар деб аталади. Фазода электр магнит тебранишларнинг тарқалиши электр магнит тўлқин ҳолда содир бўлади. Турли физик ҳодисалар орасида электр магнит тебраниш ва тўлқин алоҳида аҳамиятга эга. Қарийб бутун электр техника, радиотехника ва оптика бу тушунчаларга асосланади.

18.1-§. ЭРКИН ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЕБРАНИШЛАР

Ташқи таъсирсиз дастлабки тўпланган энергия ҳисобига ҳосил бўладиган тебранишлар *эркин (хусусий) электр магнит тебранишлар* деб аталади.

Индуктивлиги L бўлган ғалтак ва конденсатор C дан иборат ёпиқ тебраниш контурини (18.1-расм) кўриб чиқамиз. Конденсатор C манба \mathcal{E} дан калит K орқали зарядланади, сўнгра индуктивлик ғалтагига разрядланади. Бу ҳолда контурда конденсатор қопламаларидаги кучланишга тенг бўлган ўзиндукциянинг э. ю. к. ҳосил бўлади. (17.14) формуладан фойдаланиб, ёзамиз:



18.1-расм.

$$-L \frac{dI}{dt} = q/C. \quad (18.1)$$

Бундан (15.3) ни ҳисобга олиб

$$-L \frac{d^2q}{dt^2} = \frac{q}{C} \text{ ёки } \frac{d^2q}{dt^2} + \omega_0^2 q = 0. \quad (18.2)$$

га эга бўламиз, бу ерда

$$\omega_0^2 = 1/(LC). \quad (18.3)$$

Маълумки, (18.2) тенглама гармоник тебранишнинг дифференциал тенгласидир, унинг ечими [(17.6) га қаранг)];

$$q = q_{\max} \cos(\omega_0 t + \varphi_0). \quad (18.4)$$

шаклга эга, бу ерда q_{\max} — конденсатор қопламаларидаги энг кўп (дастлабки) заряд; ω_0 — контур хусусий тебранишларининг доиравий частотаси (*хусусий доиравий частота*); φ_0 — бошланғич фаза.

Гармоник қонун бўйича фақат конденсатор қопламаларидаги заряд ўзгармайди, балки контурдаги кучланиш ва ток кучи ҳам тегишлича ўзгаради:

$$U = \frac{q}{C} = \frac{q_{\max}}{C} \cos(\omega_0 t + \varphi_0) = U_{\max} \cos(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (18.5)$$

$$I = \frac{dq}{dt} = -q_{\max} \omega_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) = -I_{\max} \sin(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (18.6)$$

бу ерда U_{\max} ва I_{\max} кучланиш ва ток кучининг амплитудалари. Заряд ва кучланишнинг вақтга боғлиқлик графиклари $X=f(t)$ боғлиқ графикига, ток кучини вақтга боғлиқлик графикига $v=f(t)$ функциянинг графикига ўхшашдир [(7.4-расмга қаранг)]. (18.3) дан хусусий тебранишлар даври ифодаси (*Томсон формуласи*) ни топамиз:

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{LC}. \quad (18.7)$$

Зарядланган конденсатор энергияси [(14.43) га қаранг (шунингдек контур магнит майдонининг энергияси (17.24)га қаранг)] вақт давомида даврий ўзгариб туради:

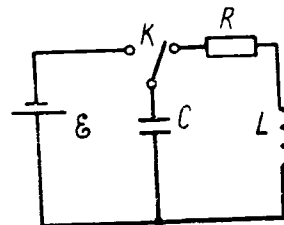
$$E_{эл} = (CU_{\max}^2/2) \cos^2(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (18.8)$$

$$E_{м} = (LI_{\max}^2/2) \sin^2(\omega_0 t + \varphi_0). \quad (18.9)$$

(18.8) ва (18.9) ифодаларнинг йиғиндиси вақтга боғлиқ эмаслигига ишонч ҳосил қилиш мумкин; *идеал контурга йиғинди энергия сақланади, электр тебранишлари сўнмасдир.*

Реал тебраниш контури (18.2-расм) Ом қаршилигига эга, шунинг учун унда тебранишлар сўнади. Бундай контур учун Ом қонунни қўйидаги шаклда ёзилди:

$$-L(dI/dt) = IR + q/C \quad (18.10)$$



18.2-расм.

Бу тенгламани ўзгартириб:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{1}{LC} q = 0 \quad (18.11)$$

$$\text{ва ушбу } 2\beta = R/L; \quad \omega_0^2 = 1/(LC) \quad (18.12)$$

алмаштиришларни қилсак;

$$\frac{d^2q}{dt^2} + 2\beta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0. \quad (18.13)$$

га эга бўламиз.

Бу тенглама сўнувчи механик тебранишларнинг дифференциал тенгласига (7.33)га қаранг) мос келади. Сўниш учун катта бўлмаган, яъни $\omega_0 - \beta^2 = \omega^2 > 0$ шароит учун қуйидаги ечимни топамиз [(7.34)га қаранг];

$$q = q_{\max} e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0). \quad (18.14)$$

Бу функциянинг графиги 7.14-расмдаги графикка ўхшашдир. Агар сўниш кичик ($\omega^2 \gg \beta^2$) бўлса, $\omega \approx \omega_0$ деб ҳисоблаш мумкин. Бу ҳолда сўнишнинг логарифмик декременти қуйидагича бўлади:

$$\lambda = \beta T = \frac{R}{2L} \cdot 2\pi \sqrt{LC} = \pi R \sqrt{\frac{C}{L}}. \quad (18.15)$$

Сўниш кучли бўлса, $\omega_0 < \beta^2$ ёки (18.12) дан фойдалансак,

$$\frac{1}{LC} < \frac{R^2}{4L^2}. \quad (18.16)$$

(18.16) тенгсизликдан келиб чиқувчи икки хусусий ҳолни кўриб чиқамиз.

1. Контурда конденсатор йўқ, бошқача айтганда контурнинг сизим қаршилиги нолга тенг (18.2-§ га қаранг). (18.28)дан кўринишича бу $C \rightarrow \infty$ ни билдиради. (18.10)дан (17.15) тенгламани оламиз, унинг ечими (17.17) шаклида, графиги эса 17.6-расмда берилган.

2. Контурда индуктивлик йўқ, яъни $L \rightarrow 0$ (18.10) дан

$$IR = -\frac{q}{C}, \quad \frac{dq}{dt} R = -\frac{q}{C}, \quad \text{ёки} \quad \frac{dq}{q} = -\frac{dt}{RC}. \quad (18.17)$$

га эга бўламиз. Охирги тенгламани интеграллаб,

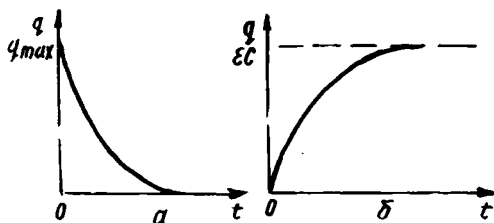
$$\int_{q_{\max}}^q \frac{dq}{q} = -\int_0^t \frac{dt}{RC}, \quad \ln \frac{q}{q_{\max}} = -\frac{t}{RC}. \quad (18.18)$$

ни топамиз. (18.18)даги иккинчи ифодани потенцирласак,

$$q = q_{\max} \exp[-t/(RC)]. \quad (18.19)$$

га эга бўламиз.

(18.19) тенглама конденсаторнинг резистор R га зарядсизланиш жараёнини ифодалайди. Индуктивлик бўлмаганда тебраниш пайдо бўлмайди (18.3-а, расм). Конденсатор қопламаларидаги кучланиш ҳам шу қонун бўйича ўзгаради.



18.3-расм.

Конденсаторнинг ўзгармас э. ю. к. ϵ нинг манбадан зарядланиш ҳам экспоненциал қонун бўйича бўлишини кўрсатиш мумкин:

$$q = EC \{1 - \exp[-t/(RC)]\} = q_{\max} \{1 - \exp[-t/(RC)]\} \quad (18.20)$$

Бу тенгламанинг графиги 18.3-б, расмда берилган. Конденсатор ва резисторли контур учун ўтиш жараёнининг вақт доимийси (17.3-§ га қаранг):

$$\tau = RS \quad (18.21)$$

га тенг.

Электр магнит тебранишлар кўпинча *электр тебранишлар* деб юрнтилади.

18.2-§. ЎЗГАРУВЧАН ТОК

Ўзгарувчан ток, кенг маънода, вақт бўйича ўзгарадиган ҳар қандай токдир. Бироқ «ўзгарувчан ток» термини кўпинча вақт билан гармоник қонун бўйича боғланувчи квазистационар тоқларга қўлланади.

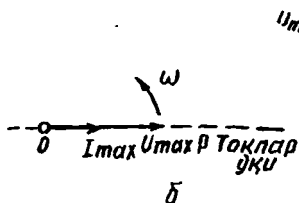
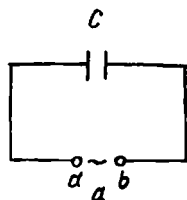
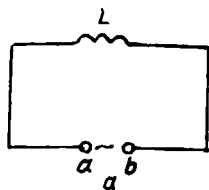
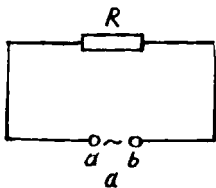
Квазистационар деб шундай токка айтиладики, бутун занжир бўйича унинг қиймати бир хилда бўлгунча кетган вақт тебраниш давридан анча кам бўлади.

Доимий ток учун бўлганидек, квазистационар ток учун ҳам тармоқланмаган ўтказгичнинг исалган кесимдаги токнинг кучи бир вақтнинг ўзида бир хил, деб ҳисобланади. Улар учун Ом қонуни ўринлидир, бироқ занжирнинг қаршиллик токнинг ўзгариш частотасига боғлиқ. Бу токнинг электр магнит нурланишга кетган энергиясини эътиборга олмаймиз. Ўзгарувчан токка мажбурий электр магнит тебранишлари каби қараш мумкин.

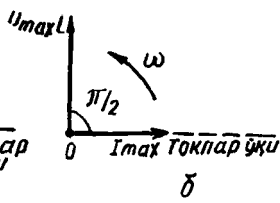
Учта ҳар хил занжирларни тасаввур этайликки, уларнинг ҳар бирига ўзгарувчан кучланиш қўйилган бўлсин (18.4-а, 18.6-а расмлар)

$$U = U_{\max} \cos \omega t. \quad (18.22)$$

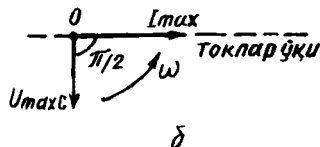
Резисторли занжирдаги ток кучи қўйилган кучланиш билан бир фазада ўзгаради, деб исботсиз таъкидлайлик (18.4-расм):



18.4-расм.



18.5-расм.



18.6-расм.

$$I = I_{\max} \cos \omega t. \quad (18.23)$$

Ғалтакли занжирдаги ток кучи қўйилган кучланишдан фаза жиҳатдан $\pi/2$ га орқада қолади:

$$I = I_{\max} \cos (\omega t - \pi/2), \quad (18.24)$$

Конденсаторли занжирдаги ток кучи эса кучланишдан фаза жиҳатдан $\pi/2$ га олдинга боради:

$$I = I_{\max} \cos (\omega t + \pi/2). \quad (18.25)$$

Бу мисолларга тегишли векторли диаграммалар 18.4-б, 18.6-б расм-да берилган.

Кучланишнинг амплитуда қийматининг U_{\max} ток кучининг амплитуда қийматига (I_{\max}) нисбати Ом қонунини ифодалайди.

Резисторли занжир учун *Ом қаршиликни*

$$R = \frac{U_{\max} R}{I_{\max}}, \quad (18.26)$$

индуктив ғалтакли занжир учун — индуктив қаршиликни:

$$X_L = \frac{U_{\max} L}{I_{\max}} = L\omega, \quad (18.27)$$

конденсаторли занжир учун сиғим қаршиликни ёзамиз:

$$X_C = \frac{U_{\max} C}{I_{\max}} = \frac{1}{C\omega}. \quad (18.28)$$

18.3-§. ҲЗГАРУВЧАН ТОК ЗАНЖИРИДА ТЎЛА ҚАРШИЛИК. КУЧЛАНИШ РЕЗОНАНСИ

Қаршилиқ, индуктивлик ва сиғим кетма-кет уланган занжирни тасаввур этамыз (18.7-расм). Занжирнинг ab қисқичларида ташқи манба ҳосил қилувчи кучланиш, аввалгидек (18.22) U_{max} — амплитудали боғланиши билан ифодаланади.

14.2-§ дан кўринадики, умумий ҳолда занжирдаги ток кучи ва кучланиш бир хил фазада ўзгармайди, шунинг учун

$$I = I_{\text{max}} \cos(\omega t - \varphi), \quad (18.29)$$

бу ерда φ кучланиш ва ток кучи фазаларининг айирмаси. Айрим қисмлардаги кучланиш йиғиндиси ташқи кучланишга тенг бўлади:

$$U = U_{\text{max}} \cos \omega t = U_R + U_L + U_C. \quad (18.30)$$

18.2-§ дан хулоса чиқариб U_R, U_L ва U_C кучланишни қуйидагича ёзиш мумкин:

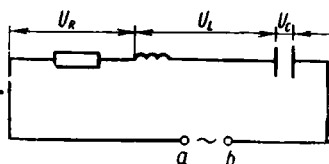
$$U_R = U_{\text{max}R} \cos(\omega t - \varphi) \quad (\text{ток билан фазада}); \quad (18.31)$$

$$U_L = U_{\text{max}L} \cos(\omega t - \varphi + \pi/2) \quad (\text{ток кучидан бир фаза олдинда}) \quad (18.32)$$

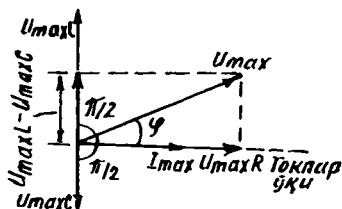
$$U_C = U_{\text{max}C} \cos(\omega t - \varphi - \pi/2) \quad (\text{ток кучидан бир фаза орқада қолади}) \quad (18.33)$$

(18.31) (18.33) ни (18.30) га қўйиб, тригонометрик алмаштиришлардан сўнг ўзгарувчан ток занжирининг тўла қаршилиги ва бурчак учун ифодани оламиз. Бироқ буни векторли диаграмма ёрдамида содда ва аниқ бажариш мумкин.

18.8-расмда ток ўқи бўйича ток кучи I_{max} — амплитудасининг вектори йўналган. Ток кучи амплитудаси бутун занжир бўйлаб бир хил бўлгани учун қисмлардаги кучланиш амплитудаларини бу векторга нисбатан жойлаштирамиз: $U_{\text{max}R}$ векторни ток кучи билан бир фазада; $U_{\text{max}L}$ векторни фаза бўйича ток кучидан $\pi/2$ олдинда, $U_{\text{max}C}$ векторни фаза бўйича ток кучидан $\pi/2$ орқада қилиб жойлаштирамиз. Векторларнинг учовини қўшиб, U_{max} ва φ нинг қийматларини график равишда топамиз. Пифагор теоремасидан фойдаланиб,



18.7-расм.



18.8-расм.

$$U_{\max}^2 = U_{\max R}^2 + (U_{\max L} - U_{\max C})^2. \quad (18.34)$$

га эга бўламиз. (18.26) — (18.28) дан бу амплитудалар ифодаларини (18.34)га қўйиб, Ом қонунини ҳисобга олиб:

$$I_{\max}^2 Z^2 = I^2 R^2 + [I_{\max} L\omega - I_{\max}/(C\omega)]^2, \quad (18.35)$$

ни топамиз, бу ерда Z — ўзгарувчан ток занжирининг тўла қаршилиги; бу қаршилик импеданс дейилади. (18.35)дан:

$$Z = \sqrt{R^2 + [L\omega - 1/(C\omega)]^2} = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2}. \quad (18.36)$$

ни оламиз. Занжирнинг ом қаршилиги R актив қаршилик ҳам дейилади. Бу қаршилик туфайли занжирда Жоуль-Ленц қонунига мувофиқ иссиқлик ажралади. Индуктив ва сифим қаршилик айирмаси $(X_L - X_C)$ га реактив қаршилик дейилади. Бу қаршилик электр занжири элементларининг исшини юзага келтирмайди.

18.8-расмда кўрсатилган занжирлардаги ток кучи ва кучланиш амплитудалари учун Ом қонунини ёзамиз:

$$I_{\max} = U_{\max}/Z = U_{\max}/\sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2}. \quad (18.37)$$

Шунингдек, 18.8-расмдан маълум катталар орқали φ нинг қийматини ҳам топамиз.

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}\varphi &= \frac{U_{\max L} - U_{\max C}}{U_{\max R}} = \frac{I_{\max} L\omega - I_{\max}/(C\omega)}{I_{\max} R} = \\ &= \frac{L\omega - 1/(C\omega)}{R} = \frac{X_L - X_C}{R}. \end{aligned} \quad (18.38)$$

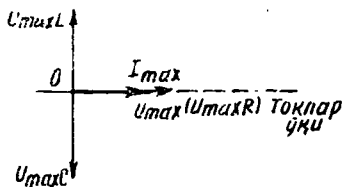
Агар занжирда кетма-кет уланган индуктив ва сифим қаршилик бир хил, яъни $X_L = X_C$ бўлса, унда [(18.36) га қаранг] $Z = R$ бўлади. (18.38)дан $\operatorname{tg}\varphi = 0$ ва $\varphi = 0$ га эга бўламиз. Бу ток кучи ва қўйилган кучланиш занжирда гўё фақат ом қаршилик бўлганидек бир хил фазада ўзгаришини билдиради: индуктивлик ва сифимдаги кучланиш амплитудалари бир хил бўлиб, фаза бўйича қарама-қарши бўлади.

Мажбурий электр тебранишнинг бундай турп кучланиш резонанси дейилади. $U_{\max L} = U_{\max C}$, бўлган учун $L\omega_{\text{рез}} = 1/(C\omega_{\text{рез}})$.

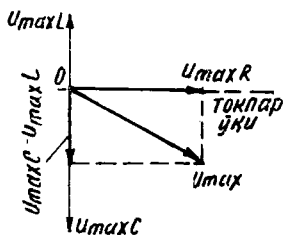
Бундан резонанс частотасини топамиз:

$$\omega_{\text{рез}} = 1/\sqrt{LC}. \quad (18.39)$$

Бундай шароитда занжирнинг тўла қаршилиги Z (берилган R , L ва C да) R га тенг бўлган энг кичик қийматга, ток кучи эса энг катта қийматга эга бўлади. 18.9-расмда резонанс вақтида занжирдаги кучланишнинг векторли диаграммаси кўрсатилган. Агар $L\omega > 1/(C\omega)$ бўлса, $\operatorname{tg}\varphi > 0$ ва $\varphi > 0$ бўлади, ток кучи фаза бўйича



18.9-расм.



18.10-расм.

қўйилган кучланишдан орқада қолади (18.8-расмга қаранг). $L\omega < 1/(C\omega)$ бўлса, $\text{tg } \varphi < 0$ ва $\varphi < 0$ бўлади. Ток кучи фаза бўйича кучланишдан олдинда бўлади. 18.10-расмда бу ҳол учун векторли диаграмма кўрсатилган.

18.4-§. ОРГАНИЗМ ТЎҚИМАЛАРИНИНГ ТЎЛА ҚАРШИЛИГИ (ИМПЕДАНСИ). РЕОГРАФИЯНИНГ ФИЗИК АСОСЛАРИ

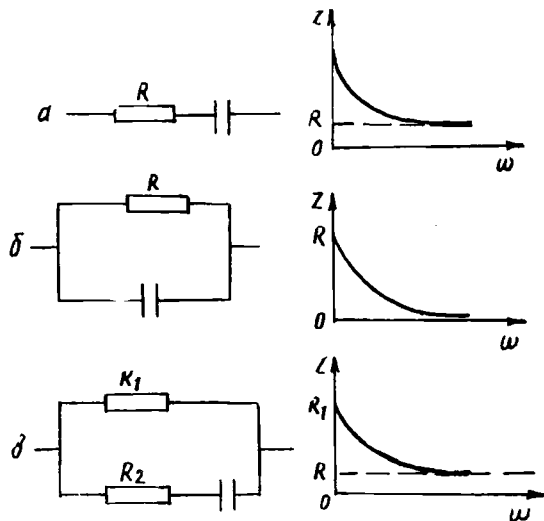
Организм тўқималари ўзгармас токдан ташқари ўзгарувчан токни ҳам ўтказди. Организмда индуктив ғалтакка ўхшаган системалар йўқ, шунинг учун индуктивлиги нолга яқин. Биологик мембраналар ва демак, бутун организм сифим хоссаларга эга, шу туфайли организм тўқималарининг импеданси фақат ом ва сифим қаршиликлари билан белгиланади. Биологик системаларда сифим элементларнинг мавжудлиги ток кучининг қўйилган кучланишдан фаза бўйича олдинда бўлиши билан тасдиқланади.

Турли биологик объектлар учун фазалар силжиш бурчагининг 1 кгц частотадаги баъзи қийматларини келтирамиз (21-жадвал).

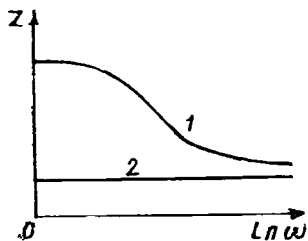
Эквивалент электр схемалардан фойдаланиб, тўқималарнинг ом ва сифим хоссалари моделини ясаш мумкин. Улардан баъзи бирларини кўриб чиқамиз (18.11-расм). 18.11-а расмда тасвирланган схема учун импедансининг частота боғланишини $L=0$ бўлганда (18.36) дан олиш мумкин:

$$Z = \sqrt{R^2 + 1/(C\omega)^2} \quad (18.40)$$

Графикдан кўринадики, $\omega \rightarrow 0$ ($Z \rightarrow \infty$) бўлганда схема тажриба билан муҳим қарама-қарши-



18.11-расм.



18.12-расм.

ликка эга. Чунки, бунда қаршилиқ доимий токда чексиз катта (!?) бўлиб қолмоқда. Бу 15.4-§ да келтирилган қийматларга зиддир.

Эквивалент электр схема (18.11-б расм) $\omega \rightarrow \infty$ бўлганда тажрибага тўғри келмайди. Ҳақиқатан ҳам катта частотада биологик тўқималар қаршилиқка эга бўлади.

Биринчи икки моделнинг қўшилишидан ҳосил бўлган эквивалент электр схема энг қулай схемадир (18.11-расм) да схема қар-

21-жадвал

	ф, град
Одам, қурбақанинг териси	55
Қурбақа нерви	64
Қуён мускуллари	65

шилигини, қаршилиқларни параллель улаш қондасидан топиш мумкин:

$$R = R_1 R_2 / (R_1 + R_2)$$

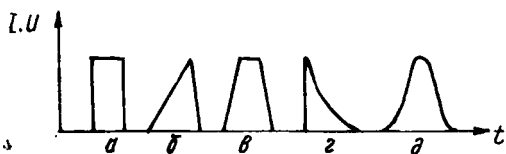
Импедансининг частотали боғланиши организм тўқималарининг ҳаёт қобилиятини баҳолашга имкон беради, буни орган ва тўқималарни кесиб бошқа жойга улашда (трансплантация қилишда) би-лиш муҳимдир. Буни графикда кўрсатамиз (18.12-расм). Бунда 1-эгри чизик, соғ, нормал тўқима учун, 2-эгри чизик ўлик — сувда қайнатиб ўлдирилган тўқима учун. Ўлик тўқимада мембраналар бузилган бўлиб «тирик конденсатор» ва тўқима фақат ом қарши-ликка эга бўлади. Импедансининг частотавий боғланишидаги фарқ соғ ва касал тўқималарда ҳам ҳосил бўлади.

(18.38) дан кўринадики, ток ва кучланиш орасидаги фазалар сплжиш бурчаги тўқиманинг сифим хоссаларп ҳақида ҳам маълумот бериши мумкин.

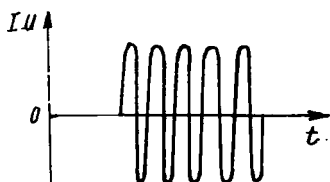
Организм тўқималарининг импеданси уларнинг физиологик ҳолатига кўра ҳам аниқланади. Жумладан, томир қонга тўлганда импеданс юрак-томир фаолиятига кўра ўзгаради.

Юрак фаолияти жараёнида тўқималар импеданси ўзгаришини қайд қилишга асосланган диагностика услуби *реография* (импедансплетизмография) дейилади.

Бу усул ёрдамида бош мия (*реоэнцефалограмма*), юрак (*реокардиограмма*), магистрал томирлар, ўпка, жигар ва қўл-оёқларнинг реограммалари олинади. Ўлчаш одатда 30 кгц частоталарда кўприк схемаси бўйича олиб борилади.



18.13-расм.



18.14-расм.

18.5-§. ЭЛЕКТР ИМПУЛЬСИ ВА ИМПУЛЬСЛИ ТОК

Электр кучланиши ёки ток кучининг қисқа вақт ичида ўзгариши электр импульси дейилади.

Техникада импульслар иккита катта гурпунага видеоимпульслар ва радиоимпульсларга бўлинади. Видеоимпульслар — бу шундай ток ёки кучланишнинг электр импульсларики, улар полдан фарқли, довмий ташкил этувчисига эга. Шундай қилиб, видеоимпульс кўпинча битта қутбга эга бўлади. Видеоимпульслар қуйидаги шаклда бўлади (18.13-расм):

а) тўғри бурчакли, б) аррасимон, в) трапецеидаль, г) экспоненциаль, д) қўнғироқсимон ва ҳоказо.

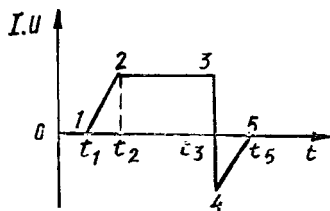
Радиоимпульслар — бу модуллашган электр магнит тебранишлардир (18.14-расм).

Физиологияда «электр импульс» ёки «электр сигнал» термини билан фақат видеоимпульслар белгиланади, шунинг учун мана шу импульсларнинг, уларнинг шакллари, давомийлигини ва алоҳида қисмларининг хоссаларини баҳоловчи параметрларини кўриб чиқамиз.

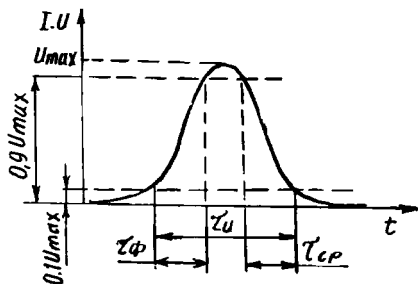
Импульснинг (18.15-расм) характерли қисми:

1-2 — фронти, 2-3 — чўққиси, 3-4 — кесик (ёки орқа фронти), 4-5 думи ҳисобланади. Бу расмда тасвирланган импульс жуда схематикдир. Унинг бошланғич t_1 фронтидан чўққисига ўтиши t_2 охири — t_5 импульс моментлари аниқ белгиланган. Реал сигналда (импульсда) бу вақт ювилиб кетган (18.16-расм), шунинг учун уларни тажрибада аниқлаш катта хатоликка олиб келиши мумкин.

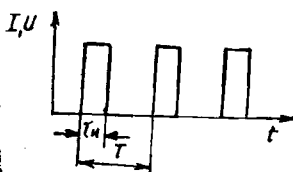
Мумкин бўлган хатоликларни камайтириш учун шарт қилиб



18.15-расм.



18.16-расм.



18.17-расм.

шундай вақт моментлари ажратилдики, унда кучланиш ёки ток кучи $0,1U_{\max}$ ва $0,9U_{\max}$ қийматларга эга бўлсин, бунда U_{\max} — амплитуда, яъни импульснинг энг катта қиймати (18.16-расм). Шу расмнинг ўзиде: τ_f — фронт давомийлиги, τ_k — кесик давомийлиги, τ_n — импульс давомийлиги кўрсатилган. Қуйидаги нисбат

$$(0,9U_{\max} - 0,1U_{\max})/\tau_k = 0,8U_{\max}/\tau_f$$

га фронт тиклиги дейилади.

Такрорланадиган импульслар *импульсли ток* дейилади. У давр (импульснинг такрорланиш даври) T — қўшни импульслар бошланиши орасидаги ўртача вақт (18.17-расм) ва частота (импульсларнинг такрорланиш частотаси) билан характерланади.

Қуйидаги нисбат *импульслар кетма-кетлигининг* ғоваклиги деб аталади:

$$Q = T/\tau_n = 1/f\tau_n. \quad (18.41)$$

Ғовакликка тесқари бўлган катталиқ *тўлдириш коэффициентини* дейилади:

$$K = 1/Q = f\tau_n. \quad (18.42)$$

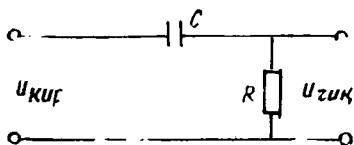
18.6-§. Тўғрибурчакли импульсларнинг чизиқли занжирдан ўтиши. Дифференциалловчи ва интегралловчи занжирлар

18.2- ва 18.3-§ дан равшанки, резистор индуктивлик ғалтаги ва конденсаторлардан тузилган электр занжирдан ўзгарувчан ток ўтганда гармоник сигналнинг шакли сақланади: берилган ташқи гармоник сигнал синусоидал электр токи тўғри келади. Шундай қилиб, ток кучи ва кучланиш орасида чизиқли боғланиш мавжуд бўлиб, занжирнинг ўзини *чизиқли занжир* дейилади. Занжирда электрон лампа, ярим ўтказгичли диод, транзисторлар бўлса занжир *ночизиқли* бўлади.

Чизиқли занжир гармоник кучланишнинг шаклини бузмайди, лекин импульсли сигналнинг шаклини ўзгартиради. Амалий табиатда буни икки асосий сабабга кўра назарда тутиш муҳим.

Биринчидан, биологик объектлардан диагностика мақсадда электр сигнали олаётганда, ўлчаш электр занжирда унинг шаклларида бўладиган бузилишни ҳисобга олиш лозим (14.5-га қаранг).

Иккинчидан, тирпк объектларга кўзгатиш мақсадда импульс сигнал-



18.18-расм.

ларини бериб биологик системаларнинг ўзи келгусида электр занжирининг қисми бўлиб, бу сигналнинг шаклини бузиши мумкин эканлигини билиш зарур.

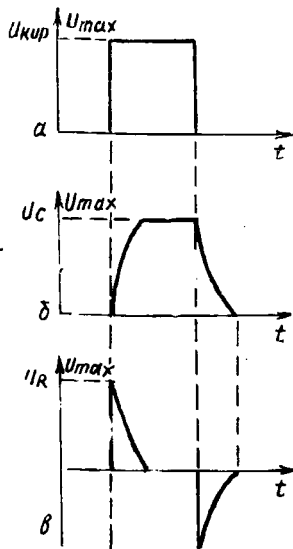
Тўғри бурчакли импульснинг чизиқли занжирдан ўтишини иккита характерли мисолда кўриб чиқамиз.

1. Дифференциаловчи занжир. Схеманинг (18.18-расм)* киришига тўғрибурчакли импульс (18.19-а расм) берилди, деб фараз қилайлик. τ_n — импульс давомийлиги, $\tau = RC$ занжирнинг вақт доимийлиги.

$$\tau_n \gg \tau \quad (18.43)$$

деб ҳисоблайлик. Кириш кучланиши (импульс амплитудаси) конденсаторда (U_C) ва резисторда (U_R) тақсимланади:

$$U_{\text{кир}} = U_{\text{пах}} = U_C + U_R. \quad (18.44)$$



18.19-расм.

Импульс берилганда конденсатор экспоненциал қонун бўйича зарядланади (18.20 га қаранг) ва у тугагандан кейин разрядланади [(18.19) га қаранг]. Тахминий $U_C(t)$ вақт-ли боғлиқлик графикда (18.19-б расм) кўрсатилган. Чиқиш кучланиши резистордаги кучланишга тенг:

$$U_{\text{чик}} = U_R = IR. \quad (18.44 \text{ а})$$

(18.44) дан

$$U_{\text{чик}} = U_R = U_{\text{кир}} - U_C. \quad (18.45)$$

$U_R(t)$ нинг (вақтга боғлиқлик графиги (18.19-в расм) а — графикдан б-графикни айириш натижасида тузилади.

(18.43) шарт қуйидаги хулосага олиб келади, занжирда импульс ҳосил бўлгандан кейин тезда $U_{\text{чик}} \ll U_C$ бўлади (18.19-расм), бу ҳолда (18.45) дан:

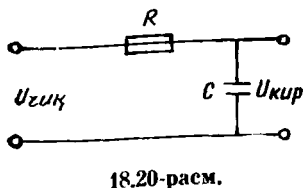
$$U_{\text{кир}} \approx U_C. \quad (18.46)$$

ни ҳосил қиламиз:

$$I = \frac{dq}{dt}, \quad q = U_C C, \quad \text{бўлгани учун,} \quad I = C \frac{dU_C}{dt}$$

бўлади. (18.46) ни ҳисобга олсак,

* Бу схема тўрт қутбли ҳисобланади. Электр ва радиотехникада иккита кириш ва иккита чиқиш клеммаларига эга ҳар қандай электр занжири тўрт қутбли деб аталади (масалан, кучайтиргич, трансформатор ва ҳ. к.) *Пассив* деб шундай тўртқутбликка айтиладики, унда ўтувчи сигналга таъсир этувчи энергия манбаи бўлмайди. Шундай қилиб, берилган схема *пассив* тўрт қутблидир.

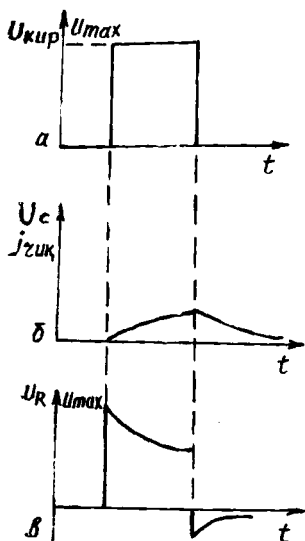


18.20-расм.

$$I \approx C \frac{dU_{кир}}{dt} \quad (18.47)$$

(18.47) ни (18.44, а) га қўйсак,

$$U_{чик} \approx RC \frac{dU_{кир}}{dt} \quad (18.48)$$



18.21-расм.

(18.48) дан кўринадики, берилган схемада қилинган фаразларга кўра чиқиш кучланишини кириш кучланишидан вақт бўйича олинган ҳосиллага пропорционалдир. Шунинг учун берилган занжир *дифференциалловчи* дейилади.

2. Интегралловчи занжир. Бошқа чиқишли занжирни кўриб чиқайлик (18.20-расм). Унинг киришига тўғри бурчакли импульс берилган бўлсин (18.21-а расм). Импульс давомийлиги занжирнинг вақт давомийсидан анча кичик бўлсин:

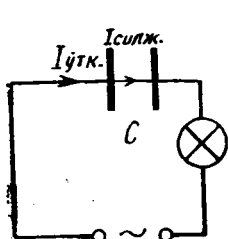
$$\tau \gg \tau_{и} \quad (18.49)$$

Бу ҳолда конденсатор секин зарядланади (18.21-б расм). (18.44) — формула бу ерда ҳам ўринли бўлгани учун, олдинги мисолдаги каби $U_R(t)$ ни топиш учун бир графикдан бошқасини айирамиз (18.21-в, расм). Чиқиш кучланиши — бу конденсатордаги кучланишдир: $U_{чик} = U_C$

(18.49) шартга кўра $U_{кир} \gg U_C$ бўлади, бунини 18.21-а, б расмлардан ҳам кўриш мумкин. Бу ҳолда (18.44) дан $U_{кир} \approx U_R$ ни оламиз. $U_R = IR$ бўлгани учун

$$U_{кир} \approx RC \frac{dU_{чик}}{dt} \quad (18.50)$$

Бундан:



18.22-расм.

$$U_{чик} \approx \frac{1}{RC} \int U_{кир} dt.$$

Шунинг учун бундай занжир *интегралловчи* дейилади. Иккала мисолда ҳам берилётган импульснинг шакли тубдан ўзгаради (бузилади).

18.7-§. МАКСВЕЛЛ НАЗАРИЯСИ ҲАҚИДА ТУШУНЧА. СИЛЖИШ ТОКИ

Электр тоқнинг магнит стрелкасига таъсири тўғрисидаги Х. К. Эрстед тажрибалари, электрмагнит индукция ҳақидаги Фарадей тажрибалари ва бошқа маълумотлар натижаларини умумлаштириб, Максвелл классик физикада электрмагнит майдон назариясини яратди.

Максвелл назарияси қуйидаги иккита қоидага асосланган
 1. Ҳар қандай электр майдони уюрмали магнит майдонини ҳосил қилади. Ҳазарувчан электр майдонини Максвелл силжииш токи деб атади, чунки у оддий токка ўзгаш магнит майдонини ҳосил қилади.

Силжииш токи ифодасини топиш учун диэлектрикли конденсатор уланган занжирдан (18.22-расм), ўзарувчан ток ўтишини кўриб чиқампз. Конденсатор ток оқшига ҳалақит бермайди, буни лампанинг чўғланишидан кўриш мумкин. Ўтказгичларда у конденсатор қопламаларида заряд ўзгариши туфайли юзага келувчи оддий ўтказувчанлик токи $J_{утк}$ дир. Ўтказувчанлик токи конденсаторда силжииш токи $J_{сил}$ билан қисқа туташади, бунда:

$$I_{сил} = I_{утк} = \frac{dq}{dt}$$

Конденсатор қопламларидаги заряд:

$$q = CU = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 S}{l} El = \epsilon_r \epsilon_0 SE.$$

у ҳолда силжииш тоқининг кучи:

$$I_{сил} = \epsilon_r \epsilon_0 S \frac{dE}{dt}. \quad (18.51)$$

Конденсаторнинг электр майдони бир жинсли бўлгани учун ток кучини юзага бўлиб, силжииш тоқининг зичлиги ифодасини оламиз:

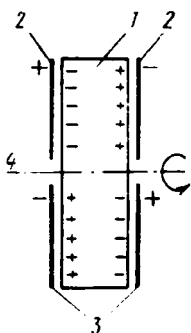
$$j_{сил} = \epsilon_r \epsilon_0 \frac{dE}{dt}. \quad (18.52)$$

(18.52 дан $j_{сил}$ нинг $\frac{dE}{dt}$ томонга йўналганлиги келиб чиқади. Масалан, электр майдон кучланганлиги — E бўйича ортганда. Бундай ҳол учун 18.22-расм мосдир: конденсатор қопламларида заряд ортади, $j_{сил}$ ва E унинг мусбат зарядланган пластинкасида манфий зарядланган пластинкаси томон йўналади.



Жеймс Клерк
 Максвелл
 (1831—1879)

Инглиз физиги. Унинг ilk тадқиқотлари рангли кўриниш ва колориметрия физикасига тааллуқли бўлган. У биринчи бўлиб бир вақтнинг ўзида қизил, яшил ва кўк рангли диапазонларни экранга проекциялаб ҳосил қилинган рангли тасвирни намойиш қилган ва бу билан рангли кўришнинг уч компонентлилиги назариясини тўғрителигини исботлаган.



18.23-расм.

Силжиш тоklarининг магнит майдонини тажрибада В. К. Рентген пайқаган, миқдоран эса А. А. Эйхенвальд* томонидан тасдиқланган.

Эйхенвальд тажрибасида диэлектрикдан ясалган диск 1 (18.23-расм) пкки яесси ва 2 ва 3 конденсатор пластинкалари орасига ўрнатилади. Улардаги электр майдонининг кучланганлиги қарама-қарши томонга йўналган. Диск 4-ўқ атрофида айланганда конденсаторлар орасидаги фазода диэлектрикнинг қутбланиши ўзгаради. Бу махсус индикатор магнит стрелкаси ёрдамида аниқланувчи магнит майдонини вужудга келтиради.

Силжиш ток кучи (18.51) ифодани тўлиқ ток қонунин (16.46) га қўйиб, *Максвеллнинг биринчи тенгламасини* ҳосил қиламиз:

$$\oint H_l dl = I_{\text{ўтк}} + \epsilon_r \epsilon_0 \frac{dE}{dt}, \quad (18.53)$$

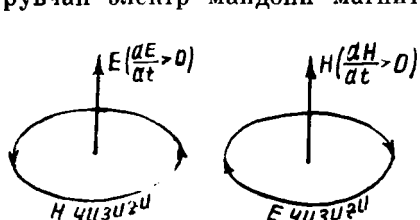
Бу тенглама уюрмалли магнит майдони ўтказувчанлик токи (ҳаракатланиб турган электр зарядлари), шунингдек, силжиш тоklar (ўзгарувчан электр майдони E) томонидан вужудга келишини билдиради.

2. *Ҳар қандай ўзгарувчан магнит майдони уюрмалли электр майдонини ҳосил қилади.* Бу электромагнит индукциянинг асосий қонунидир. (15.5) ифодадан ва (17.5) қонундан фойдаланиб, *Максвеллнинг иккинчи тенгламасини* ҳосил қиламиз:

$$\oint E_l dl = - \frac{d\Phi}{dt}, \quad (18.54)$$

Бу тенглама исталган сиртдан ўтувчи магнит оқини ўзгаришининг тезлиги билан шу вақтда пайдо бўлувчи электр майдон кучланганлиги векторининг циркуляциясини боғлайди. Циркуляция сирт таянган контур бўйича олинади.

Юқорида келтирилган Максвелл назарияси ҳолатларидан фазонинг бирор нуқтасида электр ва магнит майдонининг пайдо бўлиши, қатор ўзаро айланишларни вужудга келтириши келиб чиқади: ўзгарувчан электр майдони магнит майдонини ҳосил қилади (18.24-а



18.24-расм.

расмда E ва $\frac{dE}{dt} > 0$ бўлган шароитда юзага келган магнит майдони кучланганлигининг чизиғи кўраса-

* А. А. Эйхенвальд Москвада Олий аёллар курсида физика кафедрасининг биринчи мудирини бўлган, бу курс асосида Москвада кейинчалик бир қанча институтлар, шу жумладан, 2-табабот институтини ҳам барпо этилган.

тилган), магнит майдони ўзгариши натижасида электр майдони ҳосил бўлади. 18.24-б расмда \mathbf{H} ва \mathbf{E} бўлган шаронгда юзага келган майдони куч чизиги тасвирланган ва ҳоказо. Максвелл тенгламалари (18.53) ва (18.54) ишораларнинг фарқланишига сабаб мазкур расмлардаги \mathbf{H} ва \mathbf{E} чизиқлар стрелкаларининг ҳар хил йўналишда бўлишидир.

18.8-§. ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТўЛҚИНЛАР

Электр ва магнит майдонининг ўзаро вужудга келиши электр-магнит тўлқини — фазода ягона электромагнит майдон тарқалиши тушунчасига олиб келади.

Буни қуйидаги мисолда тушунтирамиз.

Диэлектрикнинг x_1 нуқтасидаги (18.25-расм) электр майдонининг кучланганлиги E_1 ортиб борсин. Бу ҳолда уюрмали магнит майдони пайдо бўлади, унинг x_2 нуқтадаги майдон кучланганлиги H_2 ўқувчидан нарига йўналган бўлади (18.24-а расм билан солиштиринг).

H_2 нинг ўсиши уюрмали электр майдонини ҳосил қилади. Бу майдоннинг x_1 нуқтадаги кучланганлигининг вектори OX ўқиға перпендикуляр бўлади (18.24-б расм билан солиштиринг) ва ҳоказо. Агар берилган нуқтада E ёки \mathbf{H} нинг ўзгариши бипропор маъна энергияси ҳисобига қувватлаб турилса, у ҳолда фазода электромагнит тўлқини узлуксиз тарқалади.

Электромагнит майдоннинг тарқалиши тўлқинли характерда эканлиги Максвелл тенгламалари (18.53) ва (18.54) дан келиб чиқишини кўрсатамиз. Муҳитни диэлектрик деб ҳисоблаймиз, демак, ўтказувчанлик токи полга тенг. B — чизиққа перпендикуляр жойлашган юза S дан ўтувчи магнит оқимини қуйидагича ёзамиз:

$$\Phi = BS = \mu_r \nu_0 SH$$

Бунда Максвелл тенгламаси қуйидаги шаклга эга бўлади*:

$$\oint H_l dl = \epsilon_r \epsilon_0 S \frac{\partial E}{\partial t}; \quad \oint E_l dt = -\mu_r \nu_0 S \frac{\partial H}{\partial t}. \quad (18.55)$$

ZOX текисликда (18.26-расм) элементар, яъни етарли даражада кичик бўлган тўғрибурчакли контур 1—2—3—4—1 ни ажратамиз. Контур эгалланган юза $\partial x \partial z$ га тенг. 1—2 ва 3—4 қисмларда $E_l dl = 0$, 2—3 қисмда $E_l dl = -E dz$, 4—1 қисмда $E_l dl = (E + \partial E) \partial z$. Демак, вектор \mathbf{E} нинг бу контур бўйича циркуляцияси қуйидагича бўлади:

$$0 + (-E \partial z) + 0 + (E + \partial E) \partial z = \partial E \partial z$$

Юза ва циркуляция учун берилган ифодаларни (18.55) тенгламавинг иккинчисига қўйсак;

$$\partial E \partial z = -\mu_r \nu_0 \partial x \partial z \frac{\partial H}{\partial t} \text{ ёки } \frac{\partial E}{\partial x} = \mu_r \nu_0 \frac{\partial H}{\partial t}. \quad (18.56)$$

га эга бўлаемиз.

* Максвелл тенгламалари хусусий ҳосилаларда ёзилган, чунки келгусида координата бўйича дифференциаллаш зарурияти пайдо бўлади.

18.25-расм.

ХОУ текисликда ажратиб одинган тўғри бурчакли 3—6—5—4—3 контурни юқоридагидек кўриб чиқсак, 3—6 қисмда $H \int dl = H \delta y$ 6—5 ва 4—5 қисмда $H \int dl = 0$; 5—4 қисмда $H \int dl = -(H + \partial H) \delta y$ эканлигини пайқаш мумкин. Вектор Π нинг бу контур бўйича циркуляцияси қуйидагига тенг бўлади:

$$H \delta y + 0 + [-(H + \partial H) \delta y] + 0 = -\partial H \delta y$$

Контур эгаллаган юза $\delta x \delta y$ ва циркуляция учун ифодасини (18.55) тенгламанинг биринчисига кўйиб:

$$-\partial H \delta y = \epsilon_r \epsilon_0 \delta x \delta y \frac{\partial E}{\partial t} \text{ ёки } \frac{\partial H}{\partial x} = -\epsilon_r \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}. \quad (18.57)$$

(18.56)ни координата x бўйича, (18.57) ни эса вақт бўйича дифференциаллаймиз:

$$-\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \mu_r \mu_0 \frac{\partial^2 H}{\partial x \partial t} \text{ ёки } \frac{\partial^2 H}{\partial x \partial t} = -\frac{1}{\mu_r \mu_0} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2},$$

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x \partial t} = -\epsilon_r \epsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial x^2}.$$

Кейинги икки тенгламадан,

$$\epsilon_r \epsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{1}{\mu_r \mu_0} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} \text{ ёки } \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \epsilon_r \epsilon_0 \mu_r \mu_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}. \quad (18.58)$$

ни ёзишимиз мумкин.

Бу эса *тўлқин тенгламасидир* (7.49), унинг ечимини ясси тўлқин тенгламаси (7.45) шаклида ёзамиз:

$$E = E_m \cos \omega (t - x/v). \quad (18.59)$$

Шунга ўхшаш тенгламани магнит майдонининг кучлангани учун ҳам олиш мумкин:

$$H = H_m \cos \omega (t - x/v). \quad (18.60)$$

Шундай қилиб, Бю-Савар-Лаплас ва Фарадей қонунларидан Максвелл тенгламалари орқали электрмагнит майдон тарқалиши тўлқинли характерда эканлиги ҳақидаги хулосага келамиз. (18.58) ни тўлқин тенгламаси (7.49) билан солиштириб, электрмагнит тўлқин тарқалишининг тезлиги:

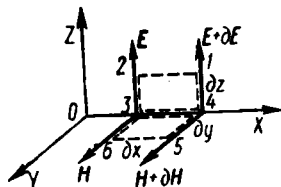
$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r \epsilon_0 \mu_r \mu_0}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}}, \quad (18.61)$$

га тенглиги келиб чиқади, бу ерда $C = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги.

Шундай қилиб, *электрмагнит тўлқиннинг тарқалиш тезлиги ёруғликнинг тарқалиш тезлигига тенг*. Бу Максвелл учун ёруғликнинг электрмагнит назариясини яратишига асос бўлди.

(18.61) ни синдириш кўрсаткичининг $n = \frac{c}{v}$ ифодаси билан солиштириб, n билан нисбий диэлектрик ва магнит синдирувчанлик орасидаги боғланишни аниқлаш мумкин:

$$n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \quad (18.62)$$



18.26-расм.

Электрмагнит майдон энергиясининг ҳажмий зичлиги электр (14.46) ва магнит (17.26) майдонининг ҳажмий зичликлари йиғиндисидан ташкил топади:

$$w_{эм} = w_{эл} + w_{м} = \epsilon_r \epsilon_0 E^2 / 2 + \mu_r \mu_0 H^2 / 2. \quad (18.63)$$

Диэлектрикдаги электрмагнит майдонининг электр ва магнит ташкил этувчилари энергия жиҳатидан тенг ҳуқуқлидир, шунинг учун:

$$\epsilon_r \epsilon_0 E^2 / 2 = \mu_r \mu_0 H^2 / 2 \quad (18.64)$$

бу ҳолда энергиянинг ҳажмий зичлиги учун бир неча ифода ёзиш мумкин:

$$w_{эм} = \epsilon_r \epsilon_0 E^2 = \mu_r \mu_0 H^2 = \sqrt{\epsilon_r \epsilon_0 \mu_r \mu_0} EH. \quad (18.65)$$

Электрмагнит энергия оқимининг зичлиги электрмагнит тўлқин интенсивлиги умумий формулага (18.61) ва (18.65) ни қўйиб топилади:

$$I = \sqrt{\epsilon_r \epsilon_0 \mu_r \mu_0} EH \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r \epsilon_0 \mu_r \mu_0}} EH,$$

$$\text{ёки } I = E \times H$$

Электрмагнит тўлқинга тадбиқ этилганда, I га Умов-Пойнтинг вектори дейилади.

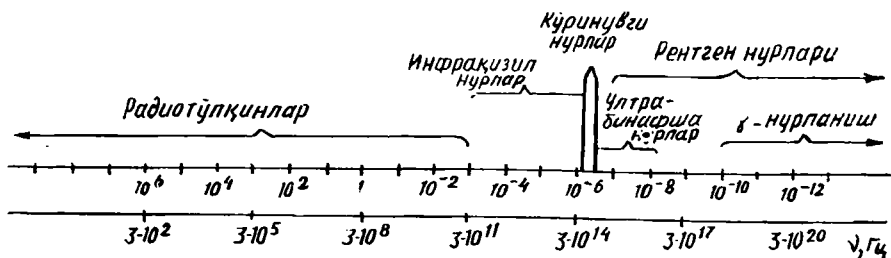
18.9-§. ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЎЛҚИН ШКАЛАСИ

Турли электрмагнит тўлқинлар, шу жумладан ёруғлик тўлқинлари ҳам, умумий табиатга эга экани Максвелл назариясидан келтирилади. Шунинг учун турли электрмагнит тўлқинларни умумий бир шкала шаклида кўрсатиш мақсадга мувофиқдир (18.27-расм).

Умумий шкала шартли равишда 6 диапазонга бўлинган: *радиотўлқинлар* узун, ўрта ва қисқа, *инфрақизил*, *кўринувчи*, *ультрабинофша*, *рентген тўлқинлар* ва гамма — *нурлар*. Бундай сифларга бўлиш тўлқин ҳосил бўлиши механизми ёки уларнинг киши кўзига кўриниш имконияти билан белгиланади.

Радиотўлқинлар ўтказгичлардаги ўзгарувчан ток ва электрон оқим макронурлатгичлар туфайли юзага келади.

Инфрақизил, кўринувчи ва ультрабинофша нурланишлар атом-



лар, молекулалар ва тез ҳаракатланувчи зарядланган заррачалар туфайли вужудга келади. Рентген нурланиш атом ичидаги жараёнлар вақтида вужудга келади. γ-нурланишлар ядровий келиб чиқишига эгадир. Баъзи диапазонлар бир-бирини қоплайди, чунки бирдай узунликдаги тўлқинлар ҳар хил жараёнларда ҳосил бўлиши мумкин. Жумладан, энг қисқа ультрабинарша нур узун тўлқинли рентген нурлари билан қопланади. Бу борада инфракизил ва радиотўлқиннинг чегаравий соҳаси жуда характерлидир. 1922 йилгача бу диапазонлар орасида оралиқ бор эди. Бу тўлатилмаган оралиқнинг энг қисқа тўлқинлари молекуляр-атом келиб чиқишга (иссиқ жисмнинг нурланишига) эга бўлиб, энг узунлари эса макроскопик-Герц вибраторларидан нурланар эди. Совет физиги А. А. Глаголева-Аркадьева* ёғдаги металл қипиқлари аралашмаси орқали учқун ўтказишни таклиф қилган эди. Бунда у узунлиги 82 мкм ва ундан ортиқ бўлган электрмагнит тўлқин олиш имконияти бўлган. Шу билан инфракизил ва радиотўлқин диапазонлари туташтирилган эди.

А. А. Глаголева-Аркадьеванинг иши ўз даврида муҳим аҳамиятга эга эди. Лекин ҳозирда ҳатто миллиметрли тўлқинларни радиотехник воситалардангина эмас, балки молекуляр ўтишлар туфайли генерациялаш мумкинлиги ҳозир ҳеч кимни ҳайратга солмайди. Бундан ташқари турли хил моддаларнинг радиотўлқинларни ютиши ва нурланишини ўрнатишчи *радиоспектроскопия* деб аталувчи бўлим ҳам пайдо бўлди.

Табобатда электрмагнит тўлқинларни шартли равишда қуйидаги частоталар диапазонига ажратиш қабул қилинган (22-жадвал).

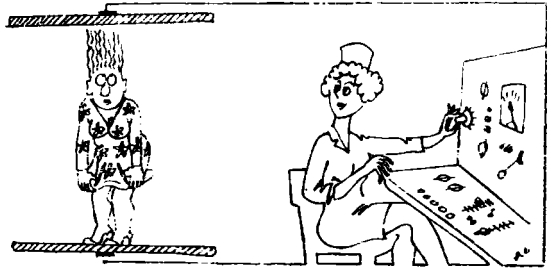
22-жадвал

Паст ПЧ	20 гц гача
Товуш ТЧ	20 Гц—30 кГц
Ультраговуш ёки тондан юқори УТЧ	20 кГц—200 кГц
Юқори ЮЧ	200 кГц—30 МГц
Ультраюқори УЮЧ	30—300 МГц
Ўта юқори УЮЧ	300 МГц дан юқори

Кўпинча паст ва товуш частотадаги физиотерапевтик электрон аппаратларини *паст частотали* аппаратлар дейилади. Бошқа ҳар қандай частоталардаги электрон аппаратлари умумлаштирилиб, *юқори частотали* аппаратлар дейилади.

* А. А. Глаголева-Аркадьева Москвадаги 2-тиббийёт олий билимгоҳи физика кафедрасининг биринчи мудирин бўлган.

**Ток ва
электромагнит
майдонлар таъсирида
тўқималарда
кечадиган физик
жараёнлар**



Барча моддалар молекулалардан иборат, уларнинг ҳар бири зарядлар системасини ташкил этади. Шунинг учун жисмларнинг ҳолати улардан оқиб ўтувчи токка ва электромагнит майдон таъсирига бевосита боғлиқ. Биологик жисмларнинг электр хоссалари эса жонсиз объектларнинг хоссаларига қараганда анча мураккаб, чунки организм фазода ўзгарувчан концентрацияли ионлар тўпламидир.

Токлар ва электромагнит майдонларнинг организмга таъсирининг бирламчи механизми — физик механизм бўлгани учун бу бобда уни тиббий даволаш услубларига қўллаш кўриб чиқилади.

**19.1-§. ОРГАНИЗМ ТЎҚИМАЛАРИГА ДОИМИЙ ТОКНИНГ
БИРЛАМЧИ ТАЪСИРИ. ГАЛЬВАНИЗАЦИЯ. ДОИМВОР МОДДАЛАРИНИНГ
ЭЛЕКТРОФОРЕЗИ**

— Одам организмнинг аксарият қисми биологик суюқликлардан ташкил топган. Уларда ҳар хил алмашиш жараёнларида иштпрок этувчи ионлар мавжуд.

Электр майдон таъсирида ионлар турли тезлик билан ҳаракатланади ва ҳужайра мембраналари ёнида тўпланиб, қутбланувчи майдон деб аталувчи қарши электр майдонини ҳосил қилади. Шундай қилиб, доимий токнинг бирламчи таъсири ионлар ҳаракатига, уларнинг тўқималарининг турли элементларида ажралиши ва концентрациясининг ўзгаришига боғлиқ.

Доимий токнинг организмга таъсири ток кучига боғлиқ, шунинг учун тўқималарнинг ва биринчи навбатда терининг электр қаршилиги жуда муҳимдир. Намлик тери қаршилигини анча камайтиради, бу ҳол ҳатто кичик кучланишларда ҳам организм орқали анча катта ток ўтишини юзага келтириши мумкин.

60—80 В кучланишдаги узлуксиз доимий токдан физиотерапиянинг даволаш услуби (*гальванизация*) сифатида фойдаланилади.

Ток манбаи сифатида одатда икки ярим даврли тўғрилагич — гальванизация апарати хизмат қилади. Бунинг учун 0,3—0,5 мм



Алессандро Вольта
(1737—1798)

Итальян анатоми ва физиологи, электр ҳақидаги таълимотнинг асосчиларидан бири, электрофизиологиянинг асосчиси.

қалипликдаги қўрғошин ёки станиолдан ясалган электродлар ишлатилади. Тўқималар таркибидаги ош тузи эритмаси электролизининг маҳсулоти баданини куйдириши мумкин бўлгани учун электродлар билан терп орасига масалан, пилқ сув билан ҳўлланган гидрофил қистирмалар қўйилади.

Доимий токни миллиамперметр кўрсатишига қараб дозаланади, бунда албатта чегаравий рухсат этилган ток зичлиги — $0,1 \frac{mA}{cm^2}$ эканлиги назарда тутилади.

Даволаш амалиётида доимий токдан тери ёки шилимшиқ пардалар орқали дори моддаларни киритишда ҳам ишлатилади. Бу усул *дори моддалар электрофорези* деб аталади.

Бу мақсад учун ҳам гальванлаш вақтидагидек иш кўрилади, бироқ актив электрод қистирмаси тегишли модда эритмаси билан ҳўлланади. Дори қайси қутб

зарядига эга бўлса, шу қутбдан киритилади: анионларни катоддан, катионларни — аноддан киритилади.

Дори моддаларнинг доимий ток ёрдамида киритилишини қуйидаги тажриба асосида тушунтириш мумкин.

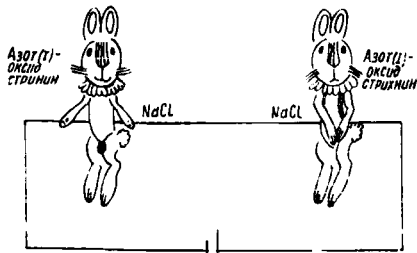
Икки қуённинг ён томонидаги туқларини қирқиб ташлаб, флаanel қатламлар боғланади, улардан биттасини азот (I)-оксид стрихнин эритмаси, бошқасини — ош тузи эритмаси билан ҳўлланади (19.1-расм).

Флаanel устига электродларни қўйиб, завжир бўйича 50 mA ток ўтказилади. Бир оздан сўнг анодидида стрихнин бўлган қуён мазкур модда билан заҳарланишда рўй берадиган аҳволда ўлади. Катодидида стрихнин бўлган иккинчи қуён эса соғ қолади, агарда ток йўналиши ўзгартирилса, у ҳам ўлади.

Дори моддалар гальванизацияси ва электрофорезни ванналар кўринишидаги суюқликли электродлар ёрдамида ҳам бажариш мумкин, бунда беморнинг оёқ-қўллари ваннадаги суюқлик ичига ботирилади.

19.2-§. ЎЗГАРУВЧАН (ИМПУЛЬСИ) ТОКЛАР БИЛАН ТАЪСИР ЭТИШ

Организмга ўзгарувчан токнинг таъсири унинг частотасига бевоҳита боғлиқ. Паст товуш ва ультратовуш частоталардаги ўзгарувчан ток ўзгармас ток каби биологик тўқималарга қўзғатиш таъсирини кўрсатади. Бунга электролитлар эритмаларидаги ионлар



19.1-расм.

нинг силжиши, уларнинг бўлиниши, ҳужайра ва ҳужайраларо муҳитда концентрацияларнинг ўзгариши сабаб бўлади. Тўқималарнинг қўзғалиши импульсли токнинг шаклига, импульснинг давомийлигига ва унинг амплитудасига боғлиқ бўлади. Масалан, импульс fronti тиклигининг ортиши мускулларнинг қисқаришини чақирувчи бўсағавий ток кучини пасайтиради. Бу шундан далолат берадики, мускуллар ток кучининг ўзгаришига мослаша олади ва нолики компенсацион жараён бошланади.



19.2-расм.

Тўғри бурчакли импульснинг тиклиги жуда катта (назарий жиҳатдан-чексиз), шунга қўра бундай импульслар учун бўсағавий ток кучи бошқаларга нисбатан анча кичик. Қитиқлаш таъсирини берувчи тўғри бурчакли импульснинг амплитуда бўсағаси I_{max} билан давомийлиги ўртасида маълум боғланиш мавжуд (19.2-расм).

Эгри чизиқнинг ҳар бир нуқтасига ва ундан юқорида жойлашган нуқталарга мускулларнинг қисқаришини чақирувчи импульслар тўғри келади. Эгри чизиқнинг пастки нуқталари қўзғатиш уйғотмовчи импульсларни акс эттиради. Бу расмдаги эгри чизиқ уйғотмиш характеристикаси дейилади. У ҳар қандай мускуллар учун ўзига хосдир.

Электр токи физиологик таъсирининг ўзига хослиги импульсларнинг шаклига боғлиқ бўлгани учун, тиббиётда марказий нерв системасини (электр билан ухлатиш, электрнаркоз), нерв-мускул системаларини, юрак қон томир системаларини (кардиостимуляторлар, дефибрилляторлар) ва ҳоказоларни қўзғатиш мақсадида вақтга боғлиқлиги ҳар хил бўлган тоқлардан фойдаланилади.

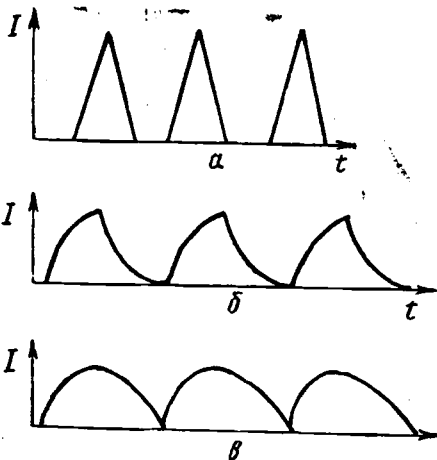
Тўғри бурчак шаклдаги импульсли ток давомийлиги $\tau = 0,1 \div 1$ мс ва частоталар диапазони 5—150 Гц электр билан ухлатиш орқали даволашда ишлатилади, $\tau = 0,8 \div 3$ мс ва частоталар диапазони 1—1,2 Гц бўлган тоқларни юракнинг этига тикиладиган (имплантация қилинадиган) кардиостимуляторларда ишлатилади.

Учбурчак шаклидаги импульсли ток (19.3-а расм; $\tau = 1 \div 1,5$ мс, частотаси 100 Гц), шунингдек импульслари секунди ўсиб бориб, нисбатан тез пасайиб кетувчи экспоненциал шаклдаги ток (19.3-б расм; $\tau = 3 \div 60$ мс, частотаси 8—80 Гц), мускулларни қўзғатиш учун асосан электр бадан тарбияда ишлатилади. Турли хил электр билан даволаш мақсадида Бернер таклиф этган динамик тоқдан фойдалана-

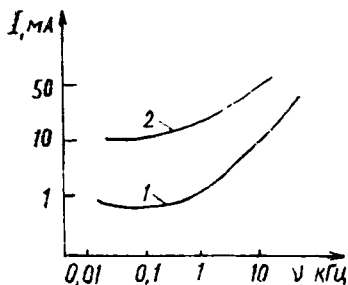


Гальвани Луиджи
(1745—1827)

Италийн физиги ва физиологи. Электр тоқнинг ҳайвонлар тўқималари ва аъзоларига таъсирини ўрганган биринчи тадқиқотчилардан дир.



19.3-расм.



19.4-расм.

нилади. Бундай токлардан бирининг шакли 19.3-в расмда кўрсатилган, импульсларнинг частотаси 100 Гц атрофида.

Организмга паст товуш ва ультратовуш частоталарида ўзгарувчан (гармоник) токнинг таъсири қуйидаги бўсага қийматлар билан аниқланади: сезиларли ток бўсағаси ва қўйиб юбормайдиган ток бўсағаси.

Сезиларли ток бўсағаси деб шундай энг кичик токка айтиладики, унинг қитиқлаш таъсирини одам сезади. Бу катталиқ тана билан кучланиш келтириб бериш контактининг жойи ва юзасига токнинг частотасига, одамнинг алоҳида хусусиятларига (жинси, ёши, организмнинг ўзига хос хусусияти) боғлиқ.

Синалаётган бир жинсли группалар учун сезиларли ток бўсағаси нормал тақсимот қонунига бўйсунди, эркакларда билак-қўл панжа қисми учун 50 Гц частотада 1 та — ўртача қийматга эга.

19.4-расмда (1-эгри чизиқ) синовдан ўтказилаётганларнинг бундай группаси учун сезиларли ток бўсағаси ўртача қийматиининг токнинг частотасига боғлиқлиги кўрсатилган. Агар

ток кучини унинг сезиларли бўсағаси қийматидан оширилса, у ҳолда бўғинларининг шундай эгиллигини ҳосил қилиш мумкинки, унда одам ўз ҳолича қўлини оча олмайди ва ўтказгичдан — кучланиш манбаидан ҳалос бўлолмайди. Бу токнинг минимал кучига *қўйиб юбормайдиган ток бўсағаси* дейилади. Токларнинг бундан кичик кучлари *қўйиб юборувчи* ҳисобланади.

Қўйиб юбормайдиган ток бўсағаси — муҳим параметр, унинг ортishi одам учун ҳавфлидир. Қўйиб юборувчи ток бўсағасининг қийматлари ҳам нормал тақсимот қонунига бўйсунди. 19.4-расмда (2-эгри чизиқ) синовдан ўтказилаётган эркаклар группаси учун қўйиб юборувчи ток бўсағаси ўртача қийматиининг частотага боғлиқлиги график равишда кўрсатилган. Ток юракка таъсир этганда қоринчаларининг фибрилляциясиви ҳосил қилиши мумкин, бу эса одамнинг нобуд бўлишига олиб келади. Фибрилляцияни чақирувчи ток кучининг бўсағаси, юракдан оқиб ўтувчи токнинг зичлигига, частотасига ва унинг таъсир этиш муддатига боғлиқ.

Тахминан 500 кГц дан юқори частотада конларнинг силжиши,

уларнинг молекуляр-иссиқлик ҳаракати туфайли силжиши билан тенглаша олади, шунинг учун ток ёки электрмагнит тўлқин қўзғатиш таъсирини кўрсата олмайди. Бу ҳолда асосий бирламчи эффект иссиқлик таъсир ҳисобланади. Юқори частотали электрмагнит тебранишларнинг иситиб даволаши грелкада амалга ошириладиган усулдан қатор устунликларга эга. Ички органларни грелкада иситиш ташқи тўқималар — тери ва тери ости ёғ ҳужайраларининг иссиқлик ўтказувчанлиги ҳисобига амалга ошади. Юқори частотадаги иситиш организмнинг ички қисмларида ҳосил бўлган иссиқлик ҳисобига содир бўлади, яъни уни қаерда керак бўлса, шу ерда вужудга келтириш мумкин.

Ажралиб чиқадиган иссиқлик тўқималарнинг диэлектрик синдирувчанлигига, уларнинг солиштирма қаршилигига ва электрмагнит тебранишлар частоталарига боғлиқ. Керакли частотани танлаб олиб «термоселектив» таъсирни амалга ошириш, яъни керакли тўқима ва органларда кўпроқ иссиқликни ҳосил қилиш мумкин.

Юқори частотали тебранишлар билан иситишнинг қулайлиги шундаки, генератор қувватини сошлаб, ички органларда иссиқлик ажралишнинг қувватини бошқариш, айрим муолажаларда эса иссиқликни дозалаш мумкин. Электрмагнит тебранишлар ва тўлқинлар иссиқлик таъсирдан ташқари, катта частоталарда айрим специфик таъсирга олиб келувчи, ички молекуляр жараёнларни ҳам уйғотади.

Тўқималарни иситиш учун катта ток юбориш лозим. Таъкидлаб ўтилишича, бундай ҳолларда ўзгармас ток ёки паст товуш ва, ҳатто, ультратовуш частотали ток электролизга ва тўқималарнинг бузилишига олиб келиши мумкин. Шунинг учун ток билан иситишда юқори частотали токдан фойдаланилади.

Тўқималарни иситишга сарфланувчи ток қувватини $P=I^2R$ формула бўйича ҳисоблаймиз. Биологик тўқима юзаси S га тенг бўлиб, l масофадаги икки ясси электродлар орасига зич жойланган деб ҳисоблаб (15.2-расмда кўрсатилган тасвирга ўхшаш) бу формулани ўзгартириб ёзамиз.

Ток зичлиги j тўқиманинг барча нуқталарда бир хил ва электродлардаги ток зичлигига тенг бўлсин дейлик.

$$R = \rho l / S \text{ эканлигини назарда тутиб,}$$

$$P = I^2 R = j^2 S^2 \rho (l / S = j^2 \rho V) \quad (19.1)$$

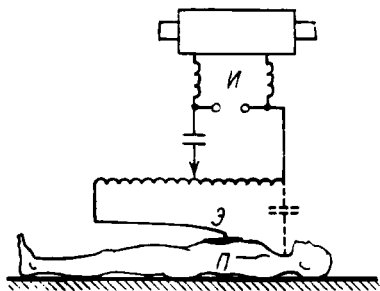
ни оламиз, бунда $V = Sl$ — тўқима ҳажми. (19.1) ни бу ҳажмга бўлиб, 1 с да 1 м³ да ажралувчи иссиқлик миқдори q ни топамиз:

$$q = j^2 \rho \quad (19.2)$$

Демак, q ток зичлигига ва тўқиманинг солиштирма қаршилигига боғлиқ экан.

Диатермия ва маҳаллий дарсонвализация деб аталувчи физиотерапевтик муолажаларда тўқима орқали юқори частотали ток ўтказишдан фойдаланилади.

Диатермияда кам сўнувчан тебранишли, частотаси 1 МГц га яқин, кучланиши 100—150 В; ток кучи бир неча амперга тенг бўл-



19.5-расм.

таъсир услуги билан алмаштирилмоқда. Бунга сабаб диатермия ҳавфлиликнинг юқори даражада эканлигидир: аппаратнинг бузуқлиги, биологик объектнинг тўғридан тўғри иккала қутбига уриниши ва катта ток туфайли электродлар қўйилган жойда тасодифий бўладиган учқунланиш фожиали оқибатларга олиб келиши мумкин.

Маҳаллий дарсонвализация учун частотаси $100+400$ кГц, кучланиши — ўнлаб киловольт, ток кучи эса кичик — $10+15$ мА бўлган ток ишлатилади. Ток пациент $П$ га юқори частотали тебранишлар манбаи $И$ дан вакуумли ёки графит билан тўлатилган шиша электрод $Э$ орқали ўтади (19.5-расм). Иккинчи электрод йўқ, чунки занжир — пациент танаси ва атрофдаги муҳит орқали силжиш токлари билан бекилган (пунктир билан тасвирланган конденсатор). Фақат юқори частотали ток импульси эмас, балки пациент териси билан электрод орасида ҳосил бўладиган электр разряд ҳам таъсир этувчи фактордир.

Юқори частотали тоklar хирургияда ҳам (электрхирургияда) ишлатилади. Улар тўқималарни куйдириш, «пайвандлан»га (диатермокоагуляция) ёки уларни кесиб тапилашга (диатермотомия) имкон беради.

Диатермокоагуляцияда ток зичлиги $6-10$ мА/мм² ишлатилиб, натижада тўқиманинг ҳарорати кўтарилади ва тўқима қуяди. Диатермотомияда ток зичлиги 40 мА/мм² гача етказилади, натижада ўткир электрод (электр пичоқ) ёрдамида тўқимани кесингга эришилади. Электрохирургик таъсир оддий хирургик таъсирдан бир қатор афзалликка эга.

19.3-§. ЎЗГАРУВЧАН МАГНИТ МАЙДОН БИЛАН ТАЪСИР ЭТИШ

17.4-§ да ўзгарувчан магнит майдонда жойлашган массив ўтказувчан жисмларда уюрмали тоklarнинг ҳосил бўлиши кўрсатилган. Бу тоklarдан биологик тўқима ва органларни иситиш учун фойдаланиш мумкин. Бундай даволаш услуги — *индуктотермия* 19.2-§ да баён этилган услубдан қатор афзалликларга эга.

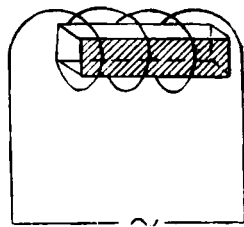
Индуктотермияда тўқималарнинг иситилиш даражаси қандай факторларга боғлиқ эканлигини кўриб чиқайлик. Таъсир этиш схе-

маси 19.6-расмда кўрсатилган. (17.6) ва (17.7) формулалардан уярма тоқлар учун тахминан

$$I = - \frac{S}{R} \frac{dB}{dt}.$$

ни ёзиш мумкин. R -ни қаршилик учун бўлган формула орқали ифодалаб:

$$I = - \frac{b}{\rho} \frac{dB}{dt}, \quad (19.3)$$



19.6-расм.

ни оламиз, бу ерда k — нуханинг тўқиманинг геометрик ўлчовларини ҳисобга олувчи қандайдир коэффициент. Майдоннинг магнит индукцияси гармоник қонун бўйича ўзгаради, деб фараз қиламиз:

$$B = B_{\max} \cos \omega t$$

у ҳолда

$$\frac{dB}{dt} = - B_{\max} \omega \sin \omega t. \quad (19.4)$$

(19.2) га ток зичлиги ўрнига (19.3) дан ток кучини қўйсақ, кесим юзи коэффициент k_1 да ҳисобга олинади ва (19.4) дан фойдаланиб,

$$q = \frac{k}{\rho^2} B^2 \omega^2 \rho \sin^2 \omega t = k \frac{\omega^2}{\rho} B_{\max}^2 \sin^2 \omega t. \quad (19.5)$$



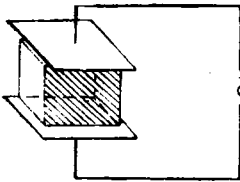
Жак Арсен
д' Арсонваль
(1851—1940)

Француз физиолог ва физиги. Ўзгарувчан тоқларнинг биологик объектларга таъсирини тадқиқ қилган. Бу тадқиқотлар электр билан даволаш методларини ишлаб чиқишда катта аҳамиятга эга бўлган.

ни топамиз, бу ерда k — қандайдир коэффициент.

Шундай қилиб, индуктотермия вақтида тўқималарда ажралувчи иссиқлик миқдорини частота ва магнит майдон индукцияси квадратларига пропорционал ва солиштирма қаршиликка тесқари пропорционалдир. Шунинг учун томирларга бой бўлган тўқималар, масалан, мускуллар ёғ тўқималарига нисбатан кўпроқ исийди. Одатда индуктотермия вақтида спирал ёки ясси қилиб ўралган кабеллардан фойдаланиб, ўзгарувчан магнит майдонининг маҳаллий таъсироти қўлланилади. Уярма тоқлар билан даволаш умумий дарсонваллизация вақтида ҳам бажарилиши мумкин. Бу ҳолда бемор қафас-соленоид ичига жойлаштирилади, соленоид ўрамларини орқали юқори частотали импульсли тоқ юборилади.

19.4-§. ЎЗГАРУВЧАН ЭЛЕКТР МАЙДОН БИЛАН ТАЪСИР ЭТИШ



19.7-расм.

Ўзгарувчан электр майдонидида жойлашган тўқималарда силжиш токлари ва ўтказувчанлик токлари пайдо бўлади (19.7-расмдаги схематик тасвирга қаранг). Одатда бу мақсад учун ультраюқори частотали электр майдонлари ишлатилади, шунинг учун тегишли физиотерапевтик метод УЮЧ-терапия (русча

УВЧ-терапия) номини олди. УЮЧ майдон таъсирини эффективлигини баҳолаш учун ўтказгичларда ва диэлектрикларда ажралувчи иссиқлик миқдорини ҳисоблаш лозим.

Электр токни ўтказувчи тана ўзгарувчан электр майдонидида турган бўлсин дейлик. Бу ҳолда электродлар танага тегмайди. Шунинг учун танада ажралувчи иссиқлик миқдорини электродлардаги ток зичлиги орқали ифодалашдан кўра [(19.2) га қаранг] ўтказувчи тападаги электр майдонининг кучланганлиги E орқали ифодалаш мақсадга мувофиқдир.

Энг содда алмаштиришларни бажарамиз:

$$P = U^2/R = E^2 l^2 S / \rho l = E^2 S l / \rho \quad (19.6)$$

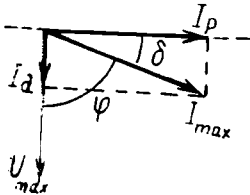
бу ерда E — электр майдонининг эффектив кучланганлиги*.

Энди ўзгарувчан электр майдонидидаги нисбий диэлектрик сингдирувчанлиги ϵ_r бўлган диэлектрикни кўриб чиқамиз.

Ўзгарувчан ток занжирида қувватнинг ўртача қиймати қуйидаги формула орқали ифодаланади:

$$\bar{P} = (U_{\max} I_{\max} / 2) \cos \varphi = V_{\text{эф}} I_{\text{эф}} \cos \varphi \quad (19.7)$$

бу ерда φ — ток кучи ва кучланиши орасидидаги фазалар фарқи. Агар (19.7) формулани конденсаторга қўлласак [18.6-а расмга қаранг], у ҳолда $\varphi = \pi/2$ эканлигини ҳисобга олиб, $P = 0$ ни оламиз. Бу мисолда (18.6-б расмдаги вектор диаграммага қаранг) қувват конденсаторда ютилмайди ва силжиш токи тўла равишда реактивдир. Реал диэлектрикда унча катта бўлмаган ўтказувчанлик токи ва қутбланишининг даврий ўзгариб туриши келтирилган электр қувватининг ютилишини юзага келтиради, диэлектрик исийди, бунга ўзгарувчан электр майдони энергиясининг бир қисми сарф бўлади, яъни диэлектрик йўқотиб мавжуд бўлади.



19.8-расм.

(19.7) формуладан кўринадики, диэлектрикда йўқотишларнинг мавжудлиги ток ва кучланиш орасида $\epsilon \neq \pi/2$ фаза силжиши (19.8-расм) борлигини билдиради.

* Электр майдонининг эффектив кучланганлиги ток ва кучланишга ўхшаш, максимал қиймат билан қуйидаги муносабат орқали боғланади: $E = Em/\sqrt{2}$

Ток векторини икки ташкил этувчига ажратамиз: реактив I_p ва актив I_a . Реактив ташкил этувчи кучланиш U га нисбатан фаза бўйича $\pi/2$ га силжиган бўлиб, диэлектрик йўқотишни юзага келтирмайди, актив ташкил этувчи эса кучланиш вектори бўйича йўналиб, диэлектрик йўқотишни ҳосил қилади. I_p ва I_a орасидаги δ -бурчак диэлектрик йўқотишлар бурчаги дейилади. 19.8-расмдан кўринадики, бу бурчак қанча катта бўлса, токнинг актив ташкил этувчисига шунча катта бўлади.

Амалда токнинг реактив ва актив ташкил этувчиларини диэлектрик йўқотишлар бурчагининг тангенси орқали боғланади:

$$\frac{I_a}{I_p} = \operatorname{tg} \delta. \quad I_a = I_p \operatorname{tg} \delta. \quad (19.8)$$

19.8-расмдан кўринадики, $I_a = I_{\max} \cos \varphi$, буни (19.8) формула билан солиштириб

$$I_{\max} \cos \varphi = I_p \operatorname{tg} \delta. \quad (19.9)$$

га эга бўламиз. (19.9) ни ҳисобга олиб, (19.7) қувват учун бўлган формулани ўзгартириб ёзамиз:

$$P = \frac{U_{\max}}{2} I_p \operatorname{tg} \delta. \quad (19.10)$$

Ток кучи реактив ташкил этувчисининг амплитудаси — I_p бу идеал конденсаторга тегишли ток кучининг амплитудасидир [(18.28) га қараң]. Шунинг учун:

$$I_p = U_{\max} C \omega. \quad (19.11)$$

(19.11) ни (19.10) га қўйиб, яси конденсатор сифими формуласини ҳисобга олиб, ўртача қувват:

$$P = \frac{U_{\max}^2}{2} \frac{\epsilon_r \epsilon_0 S}{l} \omega \operatorname{tg} \delta. \quad (19.12)$$

ни оламиз. Кучланиш амплитудаси U_{\max} ўрнига, унинг эффектив $U_{\text{эф}}$ қийматини ишлатамиз:

$$U_{\text{эф}}^2 = U_{\max}^2 / \sqrt{2} \text{ ёки } V_{\text{эф}}^2 = V_{\max}^2 / 2$$

У ҳолда

$$P = U_{\text{эф}}^2 \omega (\epsilon_r \epsilon_0 S / l) \operatorname{tg} \delta.$$

га эга бўламиз. Бунда кучланишни электр майдонининг кучланганлиги орқали ифодалаб,

$$P = E^2 l^2 \omega (\epsilon_r \epsilon_0 S / l) \operatorname{tg} \delta = \omega E^2 \epsilon_r \epsilon_0 \operatorname{tg} \delta S l.$$

ни оламиз. Бу тенгликни диэлектрикнинг ҳажми $S l$ га бўлиб

$$q = \frac{P}{S_l} = \omega E^2 \varepsilon_r \varepsilon_0 \operatorname{tg} \delta \quad (19.13)$$

ни топамиз (E — деганда электр майдони эффектив кучланганлигининг қиймати тушунилади).

(19.6) ва (19.13) формулаларни таққослаб, ҳар икки ҳолда ажралувчи иссиқлик миқдори электр майдони эффектив кучланганлигининг квадратига пропорционал эканлигини пайқаш мумкин. У яна муҳитнинг характеристикаларига, диэлектрик учун эса майдон частотасига боғлиқ бўлади.

СССР да ҶЮЧ аппаратларида 40,58 МГц частотани ишлатиш қабул қилинган, бундай частотали тоқлар бўлганда организмнинг диэлектрик тўқималари ўтказувчан тўқималарга кўра тезроқ исийди.

19.5-§. ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЎЛҚИНЛАР БИЛАН ТАЪСИР ЭТИШ

Ўта юқори частота (ҶЮЧ) диапазондаги электромагнит тўлқинлардан фойдаланишга асосланган физиотерапевтик услублар, тўлқин узунлигига боғлиқ ҳолда икки хил аталади: *микротўлқинли терапия* (частотаси 2375 МГц, тўлқин узунлиги 12,6 см) ва ДЦТ-терапия, яъни дециметр тўлқинли терапия — частотаси 460 МГц, тўлқин узунлиги 65,2 см.

Ҳозирги вақтда ҶЮЧ майдонларнинг биологик объектларга иссиқлик таъсири тўғрисидаги назария энг кўп ишлаб чиқилган. Электромагнит тўлқин модданинг молекулаларини қутблаб ва уларни даврий равишда электр дипол каби қайта ориентациялайди. Бундан ташқари, электромагнит тўлқин биологик системанинг понларига таъсир этади ва ўтказувчанлик ўзгарувчан тоқини ҳосил қилади. Шундай қилиб, электромагнит майдонда жойлашган моддада силжиш тоқлари бўлганидек, ўтказувчанлик тоқлари ҳам бўлади. Буларнинг ҳаммаси модданинг иситишга олиб келади. Сув молекулаларининг қайта ориентацияланиши туфайли вужудга келувчи силжиш тоқлари катта аҳамиятга эга. Шу сабабдан микротўлқинлар энергиясининг энг кўп ютилиши мускуллар ва қон каби тўқималарда содир бўлиб, суяк ва ёғ тўқималарида кам ютилади, уларда иситиш ҳам камроқ бўлади.

Электромагнит тўлқинларни ҳар хил ютиш коэффициентли муҳитлар чегарасида, масалан, сув миқдори юқори ва паст бўлган тўқималар чегарасида турғун тўлқинлар ҳосил бўлиши мумкин, бу эса тўқималарни маҳаллий иситишда сабабчи бўлади. Лайиқса, ортиқча иситишга қон билан таъминланиши кам бўлган тўқималар мойил бўлади ва, демак, терморегуляцияси (иссиқликни бошқариши) ёмон бўлади, масалан, кўз гавҳари, ипшасимон жисм ва бошқалар.

Электромагнит тўлқин биологик жараёнларга таъсир кўрсатиб, водород боғларини узитиши ва ДНК ҳамда РНК макромолекулаларни ориентациясига таъсир этиши мумкин.

Электромагнит тўлқин тананинг қисмига тушганда тери юзасидан қисман қайтиши юз беради. Қайтиш даражаси ҳаво ва биологик тўқималар диэлектрик сингдирувчанлигининг фарқига боғлиқ.

Агар электрмагнит тўлқинлар билан нурлантириш масофадан туриб амалган ошса, унда электрмагнит тўлқин энергиясининг 75 фоизгачаси қайтиши мумкин. Бу ҳолда нурлатгичда генерация қилинадиган қувватга қараб бирлик вақт ичида бемор ютадиган энергия ҳақида фикр юритиш мумкин эмас. Электрмагнит тўлқин билан контактли нурлантиришда (нурлатгич нурлантирилаётган юзага тегиб туради) генерация қуввати организм тўқимаси қабул қилган қувватга мос келади.

Электрмагнит тўлқиннинг биологик тўқималарга кириш чуқурлиги бу тўқималарнинг тўлқин энергиясини ютиш қобилиятига боғлиқ бўлиб, бу ўз навбагида тўқималарнинг тузилиши (энг муҳими таркибидаги сув билан), шунингдек электрмагнит тўлқиннинг частотаси билан аниқланади. Шунга кўра физиотерапияда ишлатиладиган сантиметрли электрмагнит тўлқин мускул, тери ва биологик суюқликларга тахминан 2 см, ёғ, суякка эса тахминан 10 см кириб боради. Дециметрли тўлқин учун бу кўрсаткич тахминан 2 марта юқори.

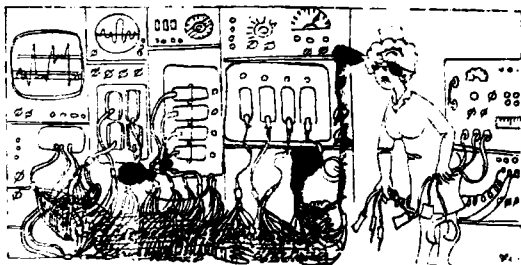
Тўқималарнинг тузилиши мураккаб эканлигини ҳисобга олиб, микротўлқинли терапияда электрмагнит тўлқинларини тана юзасидан кириш чуқурлигини шартли 3—5 см га тенг деб ҳисобланади. ДЦТ-терапияда эса 9 см гача бўлади.

Электроника. Ҳозирги вақтда, бу тушунча кенг тарқалгандир. Техника фани бўлган электроника, энг аввал ҳозирги замон физика ютуқларига асосланади, шуни дадиллик билан айтиш мумкинки, электрон аппаратларисиз ҳозирги кунда касалликлар диагностикасини ҳам, уларни эффе́ктив даволашни ҳам амалга ошириб бўлмайди.

Бу бўлимда умумий ва тиббиёт (медицина) электроникасининг айрим, энг муҳим йўналишлари ва энг характерли тиббиёт электрон аппаратлари келтирилади. Тиббий электрониканинг баъзи асбоб ва аппаратлари бошқа бўлимларда ҳам берилди.

Йигирманчи боб.

Умумий ва тиббий электрониканинг мазмуни



Бу бобда электрониканинг мазмунини баён этиш билан бирга медицина электрон ашаратларининг электр хавфсизлиги ва мустаҳкамлиги масалалари кўриб чиқилади.

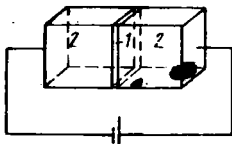
20.1-§. ЭЛЕКТРОНИКА ВА УНИНГ РИВОЖЛАНИШИНИНГ БАЪЗИ ЙЎНАЛИШЛАРИ

Физика ҳар қандай бошқа фан каби жамият талабларига кўра тараққий этиб келди ва тараққий этмоқда. Унинг ривожланиши амалий масалалар билан бошқарилади. Ўз навбатида физиканинг тараққиёти амалий, шу билан бирга техник муаммоларни ечишга имкон беради. Масалан, электромагнит ҳодисаларни текшириш соҳасидаги ютуқлар натижасида техниканинг тегишли тармоқлари ривожланиб кетди: электро- ва радиотехника. Аста-секин радиотехниканинг кўпгина бўлимлари радиозлектроника ёки электроника деб атала бошланди.

«Электроника» термини шартли равишда қабул қилинган. Унга аниқ бир таъриф бериш қийин. Эҳтимол, ҳаммадан тўғрироғи, электроника деганда фан ва техниканинг шундай тармоғи тушуниладики, унда электровакуумли, цонли ва яримўтказгичли қурилмаларнинг (асбобларнинг) иши ва қўлланиши кўриб чиқилади.

Электрониканинг кенг маънода айтганда (умумий электрониканинг) қўлланиш соҳаси бўйича қурилмаларнинг синфига, назарий саволларнинг табақасига қараб группаларга бўлиш мумкин. Шунинг учун физика бўлимини назарда тутиб, физик электроникани ажратиб оламиз. Унда жисмларнинг электр ўтказувчанлиги, контакт ва термоэлектрон ҳодисалар кўриб чиқилади; техник электроника деганда, унинг шундай бўлимлари тушуниладики, уларда асбоб ва ашаратларнинг тузилиши, уларнинг улаш схемалари тасвирланади; яримўтказгичлар электроникаси деб, яримўтказгичли асбоблар тегишли қўлланилишининг барча йўналишларига айтилади.

Баъзан ҳамма электроника учта йирик соҳага бўлинади: вакуумли электроника, у электровакуум асбобларини (электрон лампалар, фотоэлектрон қурилмалар, рентген трубкаси, газразрядли асбоблар) яратиш ва қўллашга доир барча масалаларни ўз ичига олади; қат-



20.1-расм.

тиқ жисм электроникаси, у ярим ўтказгичли асбооларни, шунингдек, интеграл схемаларни ҳам, яратиш ва қўллаш билан боғлиқ масалаларни ўз ичига олади. Квант электроникаси — электрониканинг алоҳида бўлими бўлиб, лазерлар ва мазерларга тегишлидир.

Бу масалаларни барчаси бир томондан электрониканинг мазмуни ҳақида таассурот яратса, бошқа томондан электроника чегарасининг ноаниқлигини қўшимча марта белгилаб беради. Электроника — фан ва техниканинг жуда ривожланувчи тармоғидир.

Янги эффектлар (ҳодисалар) асосида электрон қурилмалар, шулар қаторида, биологик ва тиббиётда қўлласса бўладиганлари ҳам яратилмоқда. Намуна сифатида Джозефсон эффектини кўриб чиқамиз.

1962 йилда инглиз физиги Б. Джозефсон иккита ўта ўтказгич 2—2 орасига жойлашган жуда юққа (қалинлиги 1 нм га яқин) диэлектрик қатлами I дан электр токи оқиб ўта олишини олдиндан айтган (20.1-расм).

Тез орада бундай ҳодиса ҳақиқатдан аён бўлди. Агар ток кучи қандайдир критик қийматдан кичик бўлса, у ҳолда диэлектрикда кучланиш тушиши содир бўлмас эди, агар ток кучи критик қийматдан ортиб кетса, у ҳолда диэлектрикда кучланиш тушиши рўй бериб ва ўта ўтказгич — диэлектрик — ўта ўтказгич контакти электромагнит тўлқинларни нурлатар эди.

Ток кучининг критик қиймати ташқи магнит майдонларга сезгир, шунинг учун 20.1-расмда тасвирланганга ўхшаш қурилмалардан кучсиз магнит майдонининг кучланганлигини (10^{-7} А/м қийматигача тартибда) аниқ ўлчаш учун фойдаланиш мумкин. Яқинда Джозефсон эффектини юрак биотоклари магнит майдонининг индукциясини ўлчаш учун қўллайдиган бўлинди.

Олимлар ҳар қандай техника, шу жумладан радиотехника ва электрон қурилмаларни замонийлаштиришга, мустаҳкамроқ, кам энергия истеъмол қиладиган, кичик габаритли ва ҳоказо қилишга интиломоқдалар. Бироқ бунда қийинчиликлар туғилади: масалан, буюмлар габаритларининг кичрайтирилиши уларнинг мустаҳкамлигини камайтириши мумкин ва ҳоказо.

Масаланинг бир томонида — электрон қурилмаларнинг ва схемалар элементларининг ўлчамларини қисқарттириш ёки миниатюрлаш тенденцияси ғояси устида тўхтаб ўтамиз. Электроникада фақат электрон лампалар қўлланилган вақтдан бери, бу лампаларни шунингдек, схеманинг пассив элементларини (резисторлар, индуктив ғалтақлар, конденсаторлар) кичик ташқи ўлчамли қилишга интиланлар.

Кейинчалик босма схемаларни кирпта бошладилар, улар оддий схемалардан ўлчовлари томондан устунликка эга бўлиб, бундан ташқари улар схемани монтажлаш жараёнини механизациялаш имконини беради. Бундай интилишлар шунга олиб келдики, 1950 йилларнинг бошларида 1 см^3 ичида ўрта ҳисобда 0,5 элемент

жойлашадиган электрон тузилмаларни яратишга эришилди.

Электрон қурилмаларни миниатюрлашда ярим ўтказгичли диод ва триодларнинг қўлланилиши муҳим силжиш бўлди, бу эса электрон тузилмалар зичлигини 1 см^3 ва 2—3 элементгача етказиш имконини берди. Электроникани миниатюрлашнинг ҳозирги вақтда ҳам ривожланаётган навбатдаги босқичи, интеграл схемаларнинг барпо этилишидир. Бу

микро-миниатюр электрон тузилманинг барча элементлари (ёки унинг қисмлари) ажралмас қилиб конструктив боғланган ва ўзаро бир-бири билан электрик бирлашган.

Интеграл схемаларнинг иккита асосий типни мавжуд: яримўтказгичли ва плёнкали.

Яримўтказгичли интеграл схемалар асл яримўтказгичлардан тайёрланади. Термик, диффузлий ва бошқача ишлов берилиш натижасида яримўтказгичнинг кристалл панжарасини шундай ўзгартириладики, натижада унинг айрим соҳалари схеманинг турли элементлари бўлиб қолади. Бу ўлчови 1 мм^2 га яқин бўлган пластинкадан 100 ва ундан кўпроқ деталлардан иборат, радиотехник блокка эквивалент бўлган схема яратишга имкон беради. Интеграл схемаларда резисторлар ва конденсаторлар сифатида, одатда $p-n$ ўтишлардан фойдаланилади.

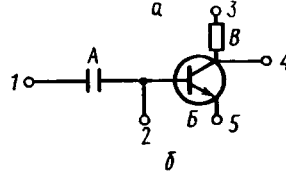
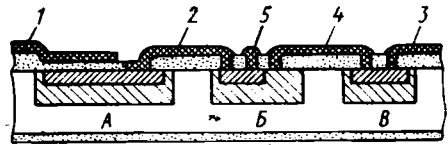
20.2-расмда яримўтказгичли интеграл схемалардан бири кўрсатилган: *a* — унинг кўндаланг кесими; *b* — принципиал электрик схемаси. Турлича ишрихлаш билан — ҳар хил яримўтказгич ёки ўтказгич материаллар ёки турлича кпришмалли материаллар кўрсатилган (*A* — конденсатор, *B* — резистор, 1—5 — схеманинг тегишли нуқталари).

Плёнкали интеграл схемалар вакуумда тегишли тагликлар устига турли материалларни чўктириш йўли билан тайёрланади. Шунингдек, яримўтказгичли ва плёнкали схемаларнинг бирга қўшилишидан иборат бўлган — гибридли интеграл схемалардан ҳам фойдаланадилар.

Интеграл схемалар айрим элементларининг ўлчамлари жуда кичик, 0,5—10 мкм тартибда бўлади, шунинг учун озгинагина чанг, гард ва шунга ўхшашлар уларнинг ишига таъсир этиши мумкин. Бу эса, интеграл схемаларнинг атрофидаги муҳит гоёта тоза бўлган шароитларда тайёрланиши кераклигини жиддий талаб этади.

Элементи 100 дан ортиқ бўлган интеграл микросхемалар — катта интеграл схемалар (КИС) деб ном олди.

Интеграл схемаларни яратиш, электрон қурилмаларни миниатюрлаш ҳозирги замон электроникаси тараққиётининг бош йўналишларидан бири бўлиб қолди.



20.2-расм.

20.2-§. ТИББИЙ ЭЛЕКТРОНИКА. ТИББИЙ ЭЛЕКТРОН АСБОБ ВА АППАРАТЛАРНИНГ АСОСИЙ ГРУППАЛАРИ

Электроника билимнинг амалий соҳасидир. Электрон қурилмаларнинг кенг тарқалган қўлланишларидан бири касалликни аниқлаш ва даволаш билан боғлиқдир. Электрониканинг, медицина биологик масалаларини ечиш учун электрон системаларни қўллашнинг хусусиятларини, шунингдек буларга мос аппаратларнинг тузилишини кўриб чиқадиган бўлими — медицина электроникаси деб аталади.

Медицина электроникаси физика, математика, техника, медицина, биология, физиология ва бошқа фанлардан олинган маълумотларга асосланади. У ўзида биологик ва физиологик электроникани мужассамлаштиради. Бу доимо кенгайиб боровчи соҳа ҳисобланади, чунки электрониканинг медицинада қўлланилиши хилма-хилдир. Ҳозирги вақтда ундан кўпроқ ананавий «ноэлектрик» характеристикалар — температура, жисмнинг силжиши, биохимиявий кўрсаткичларни ўлчашда фойдаланилмоқда ва электр сигналига ўзгартириш киритишга ҳаракат қилинмоқда. Электр сигнал сифатида бериладиган маълумотни масофага узатиш ва қайд қилиш қулай. Тиббий биология мақсадлари учун ишлатиладиган электрон асбоб ва аппаратлар асосан қуйидаги группаларга ажратилади:

1. Тиббий биология ахборотини олиш, узатиш ва қайд қилиш қурилмалари. Бундай ахборот фақат организмда (биологик тўқима, органлар, система) рўй берадиган жараёнлар бўлмасдан, балки атроф муҳитнинг (санитария гигиена) ҳолати протезларда содир бўладиган жараёнлар ва ҳ. к. ҳақида бўлиши мумкин. Бунга диагностик аппаратларнинг кўпгина қисми: баллистокордиограф, фонокордиограф, реографлар ва бошқалар кирди. Бундай асбобларнинг кўпчилигида электр сигналлар кучайтиргичларининг бўлиши характерлидир. Бу группага яна лаборатория текширишлари учун электромедицина аппаратларини, масалан рН метрини киритиш мумкин.

2. Даволаш мақсадида организмга турли физик факторлар (ультратовуш, электр токи, электромагнит майдон ва бошқалар) билан дозали таъсир кўрсатишни таъминловчи электрон қурилмалар: микротўлқинли терапия аппаратлари, электрохирургия учун аппаратлар, кардиостимуляторлар ва бошқалар. Физик нуқтан назардан бундай тузилмалар ҳар хил электр сигналларининг генератори ҳисобланади.

3. Кибернетика электрон қурилмалари: а) тиббий-биология ахборотини қайта ишлаш, сақлаш ва автоматик анализ қилиш учун электрон ҳисоблаш машиналари; б) ҳаёт учун зарур бўлган жараёнларни бошқариш ва одамни ўраб олган муҳитнинг ҳолати устидан автоматик тартиб ўрнатиш учун тузилмалар; в) биологик жараёнларнинг электрон моделлари ва бошқалар.

Электронли медицина асбоб ва аппаратларининг ишлатилиши диагностика ҳамда даволашнинг самарадорлигини ва таъбиот ходимининг меҳнат унумдорлигини оширади.

20.3-§. ТИББИЁТ АППАРАТУРАСИНИНГ ЭЛЕКТР ХАВФСИЗЛИГИ

Электрон медицина аппаратуранинг ишлатилиши билан боғлиқ бўлган энг муҳим масалалардан бири, ҳам пациент учун, ҳам таъбиот ходими учун унинг электр хавфсизлигидир.

Бемор ҳар хил сабабларга (организмнинг дармонсизланиши, наркознинг таъсири, ҳушсизланиш, танада электродларнинг бўлиши, яъни беморни электр занжирга тўридан-тўғри уланиши ва ҳ. к.) кўра соғ одамга нисбатан алоҳида электр хавфли шароитда бўлади. Шунингдек, таъбиот электрон аппаратураси билан ишлайдиган таъбиот ходими ҳам электр токидан зарарланиш хавф-хатари шароитида туради.

Электр гармоғи ва техник тузилмалар одатда электр кучланиш беради, лекин организм ёки органларга электр токи, яъни вақт бирлиги ичида биологик объектдан оқиб ўтувчи заряд таъсир кўрсатади.

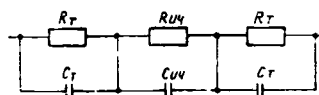
Иккита электродлар орасидаги одам танасининг қаршилиги ички тўқималар ва органларнинг қаршилиги ва тери қаршилигининг йиғиндисидан иборат (20.3-расм). Организм ички қисмларининг қаршилиги — $R_{ич}$ одамнинг умумий ҳолатига кучсиз боғлиқ бўлиб, ҳисоблашларда қафт-товон йўли учун $R_{ич} = 1\text{КОм}$ қабул қилинган. Терининг қаршилиги — R_T ички органларнинг қаршилигидан анча ортиқ бўлиб, у ички ҳамда ташқи сабабларга (терлаш, намлик) боғлиқ бўлади. Бундан ташқари, тананинг турли қисмларида тери ҳар хил қалинликка эга ва, демак, қаршилиги ҳам турличадир. Шунинг учун (одам терисининг қаршилигини ноаниқлигини ҳисобга олиб) уни ҳисобга олинмайди ва $I = U/R_{ич} = U/1000$ деб ҳисобланади. Масалан, $U = 220\text{ В}$ бўлганда, $I = 220/1000\text{ А} = 220\text{ мА}$. Умуман олганда тери қаршиликка эга ва реал шароитда, 220 В кучланишда ток кучи 220 мА дан кичикдир. Электрон тиббий аппаратура билан ишлашда хавфсизликни таъминлашнинг барча мумкин бўлган чоралари кўрилган бўлиши керак.

Асосий ва бошланғич талаб — кучланиш остида турган аппаратуранинг қисмларига қўл тегиб кетмаслигидир.

Бунинг учун энг аввал кучланиш остида турган асбоб ва аппаратларнинг қисмларини бир-биридан ва аппаратнинг корпусидан муҳофаза қилинади. Бундай ролни бажарувчи изоляция асосий ёки ишчи изоляция дейилади.

Корпусдаги тешиклар — бармоқларни, безак учун тақиладиган занжирларни ва ҳ. к. тўсатдан аппаратнинг ички қисмларига кириб ва тегиб кетмаслигини муҳофаза этиши керак. Бироқ, кучланиш остида бўлган аппарат қисмлари ёпиқ бўлсада, бу ақалли иккита сабабга кўра хавфсизликни ҳали таъминламайди.

Биринчидан, аппаратнинг қисмлари ва унинг корпуси орасидаги изоляция қандай бўлмасин асбоб ва аппаратларнинг ўзгарувчан токка қаршилиги, электр тармоғининг симлари ва ер ўртасидаги қаршилик ҳам чексиз эмас. Шунинг учун



20.3-расм.

одам аппаратнинг корпусига текканда, унинг танаси орқали сирқиш токи деб аталадиган ток ўтади.

Иккинчидан, ишчи изоляциянинг бузилиши (эскирилиш, атрофдагил ҳавонинг намлиги) туфайли аппаратнинг ички қисмларнинг корпус билан электр туташуви рўй бериши эҳтимолдан ҳоли эмас — «корпусга уриш» ва аппаратуранинг ташиқи, тегиш мумкин бўлган қисми — корпуси — кучланиш остида бўлади.

Ҳам биринчи, ҳам иккинчи ҳолларда шундай чораларни кўриш керакки, улар аппаратнинг корпусига теккан кишиларни ток уришидан ҳалос этсин. Бу масалаларни бир мунча мукамалроқ кўриб чиқамиз.

Корпусга ўтадиган сирқиш токнинг кучи, ҳар қандай ўтказиш токи каби Ом қонунига асосан кучланишга ва заنجирнинг қаршилигига боғлиқ бўлади. Сирқини токнинг занжири схематик равишда 20.4-расмда кўрсатилган. Бу ерда 1-аппаратнинг корпуси, унинг ичида трансформатор, унинг 2-бирламчи ўрамини 3-тармоқнинг кучланиш манбаига уланган. 4-трансформаторнинг иккиламчи ўрамини аппаратуранинг ишчи қисми билан уланган (бу расмда кўрсатилмаган).

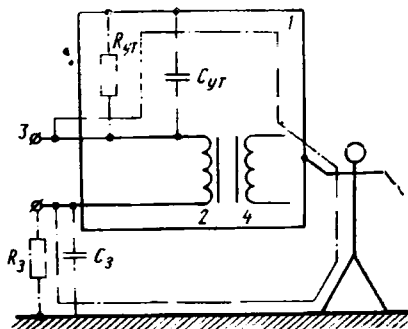
Тармоқ ерга уланган бўлишига ёки бўлмаслигига боғлиқ бўлмай ҳар доим ерга нисбатан бир мунча ўтказувчанликка эга бўлади, у изоляция ва ерга улашнинг актив (омик) қаршилиги R_e билан ва тармоқ симлари ҳамда ернинг сифими C_e — билан аниқланади. Тармоқ ва корпус орасидаги электр ўтказувчанлик ишчи изоляциянинг омик қаршилигига ва аппаратнинг кучланиш остида бўлган ички қисмлари ҳамда корпуси орасидаги сифимига, яъни $R_{сир}$ ва $C_{сир}$ га боғлиқ бўлади. Бу элементларнинг барчаси сочилган параметрлар бўлгани ва резисторлар конденсаторлар сифатида бўлмаганлиги туфайли 20.4-расмда пунктир билан тасвирланган.

Расмда штрих пунктир чизиқ билан аппарат ёки асбобнинг корпусига тегиб турган одам орқали ўтувчи, сирқиш токнинг йўли кўрсатилган.

Агар бемор занжири (контур) корпусдан изоляция қилинган бўлса, у ҳолда яна алоҳида, беморга сирқиш токи ҳам бўлади.

Сирқини токнинг кучи медицина аппаратурасининг эксплуатация хавфсизлигига муҳим таъсир кўрсатгани учун бундай буюмларни лойиҳалаш ва тайёрлашда йўл қўйилиши мумкин бўлган ток кучини асбоб ва аппаратларнинг ҳам нормал ишлатилишида, ҳам фақат биргина бузилиш рўй берганда ҳисобга оладилар. Биргина бузилиш деганда, электр токнинг уришига қарши ҳимоя воситаларидан бирининг ишдан чиқishi тушувилади.

Электр хавфсизлик шартларига кўра биргина бузилиш одам



20.4-расм.

учун тўғридан-тўғри хавф туғдирмаслиги керак. Мумкин бўлган сирқиш ток кучларини электромедицина буюмларнинг хилларига ва бу маҳсулотларнинг ток уришидан ҳимоя даражасига қараб ажратилади. Уларнинг тўрт хили мавжуд:



20.5-расм.

Н — ҳимоя даражаси нормал бўлган буюмлар: бундай ҳимоя уй-рўзгор асбобларининг ҳимоясига эквивалентдир.

В — ҳимоя даражаси юқори бўлган буюмлар.

ВҒ — ҳимоя даражаси юқори бўлган ва ишчи қисми изоляция қилинган буюмлар.

СҒ — ҳимоя даражаси жуда юқори бўлган ва ишчи қисми изоляция қилинган буюмлар. Бу хилга албатта, хусусан ишчи қисми юрак билан электр контактда бўлган буюмлар киради. СҒ хилдаги буюмларга алоҳида белги қўйилиши лозим (20.5-расм) 23-жадвалда йўл қўйилиши мумкин бўлган сирқиш ток кучи буюм хиллари — **Н, В, ВҒ ва СҒ** учун келтирилган.

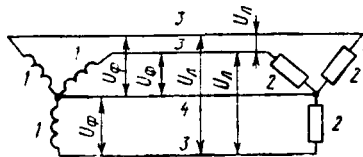
Корпусга уришда аппаратуранинг тегини қисмлари кучланиш остида бўлиб қолади. Бу ҳолда ҳам буюмлар ишининг бузилиш шароитларида электр тоқининг уришидан ҳимояланиш усулларини олдиндан кўриб қўйиш керак. Бундай ҳимоя чораларига ерга улаш ва нольга улаш киради. Бу чораларни физик жиҳатдан тушуниш учун электромедицина аппаратурасини қандай қилиб уч фазали системага улаш кераклигини билиш лозим.

23-жадвал

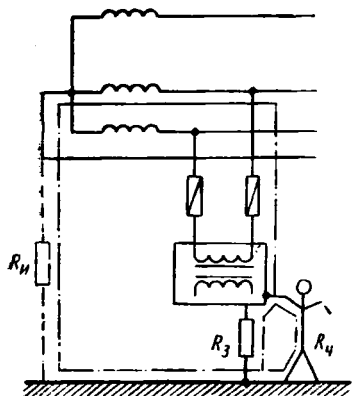
Буюмлар тури	Н		В, ВҒ		СҒ	
	Нормал ҳолатда	Бир марта бузилишда	Нормал ҳолатда	Бир марта бузилишда	Нормал ҳолатда	Бир марта бузилишда
Сирқиш токнинг тури						
Корпусга	0,25	0,05	0,1	0,5	0,01	0,5
Беморга	—	—	0,1	0,5	0,01	0,5

Ўтган асрнинг охирида рус инженери М. О. Доливо-Добровольский ўзгарувчан токни симлардан тежаб ўтказиш тўғрисидаги масалани техник жиҳатдан ҳал қилиш учун уч фазали ток системасини (уч фазали токни) таклиф этган эди.

Бу система вариантларидан бири 20.6-расмда келтирилган; 1 — битта генераторнинг фаза ўрамлари, уларда ўзгарувчан кучланиш индукцияланади; 2 — нагрузкалар (истеъмолчилар); 3 — чизиқли симлар (улар генераторни истеъмолчи билан бирлаштиради). Истеъмолчи уч фазали заварнинг бир контурида, иккинчи контурнинг иш тартибига таъ-



20.6-расм.



20.7-расм.

Соддалаштириш учун чизиқли симлар тўла изоляцияланган, нейтрал сим эса ерга нисбатан қаршилик R_n га (пунктир билан кўрсатилган) эга деб, фараз қиламиз.

Агар ҳимояловчи ерга улаш — R_e бўлмаганда эди, у ҳолда корпусга ток уришда ва одам унга текканида унда кучланиш ҳосил бўлар эди.

Штрих пунктир билан одам улашиб қолган ҳол учун занжир кўрсатилган. Расмдан кўринадики, U_ϕ — кучланиш, одам танаси қаршилиги — R_0 билан унинг ерга уланишини ҳам киритганда R_3 орасида қайта тақсимланар экан. Агар масалан, $R_0 = 0,5 R_n$, $U_\phi = 220$ В бўлса, у ҳолда одамда $220/3$ В ≈ 75 В кучланиш бўлиб қолиши мумкин. Одамни ҳимоялаш учун корпусни ерга улаш керак. Ерга улаш R_e қаршилиги R_0 -га параллель уланган. R_e кичик бўлгани учун (4 омдан катта бўлмаслиги керак) $R_n \gg R_e$ бўлади ва мана шу қаршиликда ва шунингдек, одамда жуда оз кучланиш бўлади.

Шуни таъкидлаш муҳимки, R_n — қаршилик катталиги туфайли токни корпусга уриши, сақлагич ёйилиб кетиши учун авария токини вужудга келтирмайди, шунинг учун бундай бузилиш ишловчига сезилмасдан қолаверади.

Агар ёнида бошқа чизиқли симдан (бошқа фазадан) корпусга ток урган аппарат (асбоб) турган бўлса, у ҳолда иккала асбоб корпуслари орасида чизиқли кучланиш пайдо бўлади. Бир вақтнинг ўзида бундай корпусларга тегиши жуда хавфли.

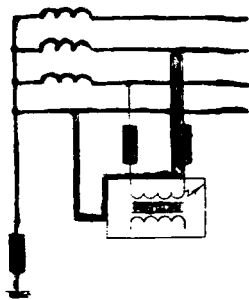
Ҳозирги вақтда кўпинча нейтрал ерга уланган уч фазали тармоқлардан фойдаланилмоқда. Бу ҳолда ҳимояловчи ерга улашнинг самараси кам. Ҳақиқатан ҳам, ерга улаш яхши бўлганда (20.7-расм) R_n — кичик, U_ϕ — кучланиш қаршиликлар орасида тақсимланади ва корпус билан ер орасида $0,5 U_\phi$ га тенг бўлган кучланиш бўлади. Бу одам учун хавфлидир. Муҳим ток уришда сақлагич қуяди, лекин бу бирданига юз бермаслиги ёки «авария» ток кучининг камлиги туфайли умуман юз бермаслиги мумкин. Сақла-

сир кўрсатмаслиги учун нейтрал (ноль) сим — 4 ни киритиш мақсадага мувофиқдир. Чизиқли симлар орасидаги U_r га чизиқли, чизиқли ва нейтрал симлар орасидаги U_ϕ га фазали кучланиш дейилади. Фазали ва чизиқли кучланиш орасидаги муносабат қуйидагича:

$$U_r = \sqrt{3} U_\phi \approx 1,73 U_\phi.$$

Одатда, электр тиббиёт аппаратураси чизиқли ёки фазали кучланишга бир фазали истеъмолчи сифатида уланади. 20.7-расмда аппарат ёки асбобнинг чизиқли кучланиш билан таъминланиши кўрсатилган.

гич ишлаб туриши учун бошқа турдаги ҳимоядан фойдаланилади — ҳимояли нольга улаш, бунда аппаратуранинг корпусини симлар ёрдамида тармоқ симининг ноли билан уланади (20.8-расм). Корпусга ток урган ҳолда қисқа туташиш рўй беради (штрих пунктир билан кўрсатилган), сақлагич кудди ва аппаратура кучланиш манбаидан узилади. Ноль симининг узилиб кетиши аҳтимоллиги ҳар қачон бўлиши туфайли нейтрал ерга бир неча жойларда уланади.



20.8-расм.

Айtilганлардан хулоса қилиб, яна шунини таъкидлаймизки, ҳимоявий ерга улаш ёки нольга улаш-изоляцияланган нейтралли тузилмаларда, тармоқни аппаратуранинг ерга уланган қисмлари билан туташини натижасида одам танаси орқали ўтувчи хавфсиз ток кучини, нейтралли ерга уланган тузилмаларда эса аппаратуранинг электр тармоғидан автоматик узишни таъминлашлари керак.

Бироқ, ҳар қандай электр тиббиёт аппаратураси ҳам ерга улаш ёки нольга улаш билан мустаҳкам ҳимояланмаган.

Таъминловчи тармоқнинг ток уришидан қўшимча ҳимоя чораларига кўра аппаратура тўрт синфга бўлинади: 1 — буюмлар, уларда асосий изоляциядан ташқари, тегиш осон бўлган металл қисмларда кучланиш таъминловчи билан ерга улаш (нольга улаш)ни ўзаро туташтириш кўзда тутилади. Буни масалан, уч симли тармоқ шнурини ва уч контактли вилка ёрдамида қилиш мумкин. Шнурнинг иккита сими кучланиш ҳосил қилиши учун учинчиси эса ерга уловчи бўлиб хизмат қилади. Вилкани розеткага киритганда аввал ерга улаш, кейин эса кучланиш тармоғи бирлашади.

01 — буюмлар, улар 1-синф маҳсулотларидан шу билан фарқ қиладики, уларда алоҳида, тегиш осон бўлган металл қисмларини ерга улайдиган (нольга улайдиган) қурилмалар билан бириктириш мақсадидга қўшимча қисқич (клемма) бўлади. 20.5-б-расмда химиявий ерга улаш (нольга улаш) кўрсатилган. 01 — синфдаги буюмларини қўллаш вақтинчалик бўлиб, кейинчалик бу маҳсулотларини 1-синфга тегишлиги билан алмаштириш керак.

II-буюмлар асосий изоляциядан ташқари қўшимча изоляцияга ҳам эга бўлади. Асосий ва қўшимча изоляция ўрнида оширилган изоляция бўлиши мумкин. Бу синфдаги аппаратларда химиявий ерга улаш учун мосламалар йўқ. 20.5-в расмда бу синф маҳсулотлари тармоқ шнурларининг (ёки кабелнинг) киргизилиши кўрсатилган.

III — маҳсулотлар, улар 20 В дан катта бўлмаган ўзгарувчан кучланишли ёки 50 В дан ошмайдиган ўзгармас кучланишлин изоляцияланган ток манбаидан таъминланганга мўлжалланган бўлиб, каттароқ кучланишли ташқи ёки ички занжирга эга бўлмаган буюмлардир. Бу синфдаги маҳсулотлар ҳам химиявий ерга улаш учун мосламаларга эга эмас.

Юқорида фақат электр тиббиёт аппаратлари билан ишлашда

электр хавфсизлигининг асосий масалалари кўриб ўтилди. Бахтсиз ҳодисаларга олиб келувчи ҳар хил вазиятларга электртехник изоҳ бериш қийин бўлгани учун бир неча умумий кўрсатмалар билан чегараланамиз.

— асбобларга бир вақтнинг ўзида иккала қўл, тана қисмлари билан тегманг;

— ҳўлланган Нам полда, ерда ишламанг;

— электраппаратларда ишлаганда трубага (газ, сув, иситиш), металл конструкцияларга тегманг;

— бир вақтнинг ўзида иккита аппарат (асбоблар)нинг металл қисмларига тегманг.

Беморга уланган электродлар ёрдамда даволаш тадбирлари олиб борилаётганда электр хавфсизлик ҳолатини вужудга келтирувчи кўп вариантларини (касални иситиш батареяларига, газ ва сув ўтказиш труба ва кранларга тегишни, қўшни аппаратура корпуси орқали туташини ва ҳоказо) кўзда тутиш қийин, шунинг учун берилган даволаш тадбирларини ўтказишда йўл-йўриққа амал қилган ҳолда, улардан четга чиқмаслик керак.

20.4-§. ТИББИЁТ АППАРАТУРАСИНИНГ ИШОНЧЛИЛИГИ

Тиббиёт аппаратлари нормал ишлаб туриши керак.

Бу талаб ҳар доим бажарилмайди, аниқроқ айтганда, бундай талаб махсус чоралар кўрилмаганда, исталганча узоқ вақтгача бажарилмайди.

Тиббиёт аппаратурасидан фойдаланаётганда врач эксплуатация қилаётган буюмнинг ишдан чиқиш эҳтимоллиги тўғрисида, яъни асбоб (аппарат) ёки унинг қисмларини бузилиши, рухсат этилган параметрларнинг ошиб ва камайиб кетиши эҳтимоллиги тўғрисида тасаввурга эга бўлиши керак. Техник талабларга жавоб бермайдиган қурилма иш қобилиятини йўқотади, шунинг учун уни созлаб ишлаш қобилиятига қайтариш мумкин. Кўп ҳолларда фақат лампани ёки резисторни алмаштириб, буюмни яна нормал ишлаши таъминланади, аммо бундай ҳам бўлиши мумкин; аппаратура шунчалик эскирган ва ишдан чиққан бўлиши мумкинки, уни созлаш иқтисодий жиҳатдан мақсадга мувофиқ бўлмайди. Шу сабабдан таъбат ходими аппаратурани созлашга яроқли ва унинг қисмларининг чидамли эканлиги тўғрисида тасаввурга эга бўлиши керак.

Маҳсулотларни берилган шароитларда ишда тўхтаб қолмаслигини ва берилган вақт давомида ўзининг иш қобилиятини сақлашини умумий ишончлилик термини билан характерлайдилар. Тиббиёт аппаратураси учун ишончлилик масаласи айниқса муҳимдир, чунки асбоб ва аппаратларнинг ишдан чиқини фақат иқтисодий йўқотилишларга эмас, балки беморларнинг ўлимига ҳам сабаб бўлиши мумкин.

Аппаратнинг бузилмаслиги кўпгина сабабларга боғлиқ бўлиб, уларнинг таъсирини ҳисобга олиш амалда мумкин эмас, шунинг

учун ишончлиликни миқдорий баҳолаш эҳтимоллик характериға эға.

Бунда, масалан, муҳим параметр бузилмасдан ишлаш эҳтимоллиги ҳисобланади. У тажрибада аниқланиб, t вақт ичида N та ишлаётган (бузилмаган) буюмлар сонини сынаб кўриладиган буюмларнинг умумий сони N_0 га нисбати билан баҳоланади:

$$P(t) = \frac{N(t)}{N_0} \quad (20.1)$$

Бу характеристика берилган вақт давомида буюмларнинг иш қобилиятини сақлаш имкониятини баҳолаб беради.

Ишончсизликни бошқа миқдорий кўрсаткичи бузилишлар интенсивлиги (тезлиги) $\lambda(t)$ ҳисобланади. Бу кўрсаткични ишдан чиқиш сони dN ни — ишловчи элементларнинг умумий сони N ни dt га кўпайтмасининг нисбати сифатида ифодалаш мумкин:

$$\lambda = - \frac{dN}{Ndt} \quad (20.2)$$

«—» ишорасининг қўйилишига сабаб $dN < 0$ эканлиги, чунки ишлаб турган буюмнинг сони вақт ўтиши билан камайиб боради. $\lambda(t)$ функция ҳар хил кўринишга эға бўлиши мумкин. Энг характерли шакли график равишда 20.9-расмда тасвирланган. Бу ерда учта соҳа сезиларли: I — ишни бошланиш даври, буюмларнинг дефектли элементлари «куйганда», деталларни тайёрлаш жараёнида вужудга келадиган, яширин нуқсонлар юзага чиқади. Бунда ишдан чиқиш интенсивлиги етарли даражада катта бўлиши мумкин, II — нормал эксплуатация даври, ишдан чиқиш интенсивлиги анча вақт ўзининг доимий қийматини сақлаб туриши мумкин. Бу даврга аппаратуранинг нормал эксплуатациясини планлаштиришни лозим кўрлади; III — эскириш даври, ишдан чиқиш интенсивлиги вақт ўтиши билан материаллар эскиришининг ва элементлар ейилишининг таъсир кўрсатиши туфайли ўсиб боради.

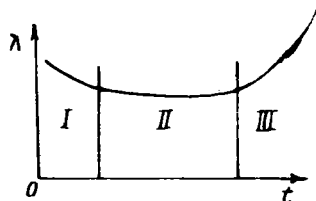
Медиклар учун шуниси қизиқ бўлса керакки, одам ўлимни характерлайдиган параметрнинг вақтга боғлиқлиги ҳам тахминан шундай кўринишга ўхшаш бўлади.

«Ўлим интенсивлиги» кўп жиҳатдан чақалоқлик I-давр ва қарлик (III-давр) даврига хос.

Бузилмасдан ишлаш интенсивлиги P ва ишдан чиқиш интенсивлиги λ орасида махсус боғланиш мавжуд. Уни $\lambda = \text{const}$ (II-давр) ҳол учун аниқлаймиз.

Дифференциал тенглама (20.2) ни ўзгарувчиларни қисмларга ажратиб қуйидагича ёзиб оламиз:

$$\frac{dN}{N} = - \lambda dt \quad (20.3)$$



20.9-расм.

44

Интеграллаб ва қуйи чегараларини (синаб кўриладиган маҳсулотларнинг бошланғич сони N_0 ва $t=0$ вақтни) ва юқори чегараларини (t моментда бетўхтов ишловчи маҳсулотлар сони N ни) қўйиб;

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt. \quad \ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t, \quad \frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t}. \quad \checkmark \quad (20.4)$$

ни оламиз. (20.4) ни (20.1) билан солиштириб, $P(t) = e^{-\lambda t}$ га эга бўламиз. Шундай қилиб, бузилиш интенсивлиги доимий бўлганда бузилмасдан ишлаш* эҳтимоли вақтга боғлиқлигининг экспоненциал қонунини оламиз. Бу қонунни аппаратуранинг ишончлилигини баҳолашда қўллаш мумкин.

Эксплуатация давомида ишдан чиқиши мумкин бўлган асо-
ратларга боғлиқ равишда медицина буюмлари тўрт синфга бўлинади.

А — бемор ва медицина ходимининг ҳаёти учун бевосита хавф туғдирадиган буюмлар. Бу синфдаги буюмлар учун бузилмасдан ишлаш эҳтимоли, планли — эҳтиёт техник хизмат кўрсатишлар орасида ишлаш давомида 0,99 дан кичик бўлмаслиги, техник хизмат кўрсатилмайдиган маҳсулотлар учун эса, улар учун белгиланган хизмат муддати ичида бўлиши керак. Бу синфдаги маҳсулотларга касалнинг ҳаёти учун муҳим органларининг ишини такрорлайдиган асбоблар, сунъий нафас олиш ва қон айланиш аппаратлари ва бошқалар кирadi;

Б — маҳсулотлар, уларнинг ишдан чиқиши, организмнинг ҳолати ёки атроф муҳит тўғрисидаги маълумотни бузиб кўрсатади, бемор ёки медицина ходимининг ҳаётига тўғридан тўғри хавф солмайди, бу кутиш режимда турган, белгиланган вазифасига кўра ўшанга ўхшаш маҳсулотдан дарҳол фойдаланиш заруриятини туғдиради. Бу синфдаги маҳсулотлар учун бузилмасдан ишлаш эҳтимоли 0,8 дан кам бўлмаслиги керак. Бундай маҳсулотларга касалларни кузатиб турувчи системалар, юрак фаолиятини рағбатлантирувчи аппаратлар (стимуляторлар) ва бошқалар кирadi;

В — буюмлар, уларнинг ишдан чиқиши эффе́ктивликни пасайтиради ёки критик бўлмаган ҳолатларда даволаш — диагностика-
нинг боришини тўхтатиб қўяди, ёхуд медицина ва хизмат кўрсатувчи ходимларнинг ишини кўпайтиради, ё фақат моддий зарарга олиб келади. Бу синфдаги ремонт қилинувчи буюмларнинг ишдан чиқишгача ишлаш вақти ва ремонт қилинмайдиган буюмларни ишдан чиққунига қадар ўртача ишлаш вақти планли — эҳтиёт техник хизмат кўрсатишлар орасидаги вақтдан ёки календарь дав-
ридан камида икки мартадан ошмаслиги керак. Ўртача интенсив-
лишда ишлайдиган техник хизмат кўрсатилмайдиган буюмлар учун эса, бу вақт гарантияда ишлаш вақтидан ёки гарантия муддатидан

* Уқувчига (20.4) тенгламани бошқа статистик тенгламалар — радиоактив парчаланишнинг асосий қонунилари (32.9) билан солиштириш қизиқарли ва фойдали бўлиши керак.

кам бўлмаслиги керак. Бу синфга диагностик ва физиотерапевтик аппаратураларнинг, асбобларнинг ва бошқаларнинг кўпчилик қисми киради.

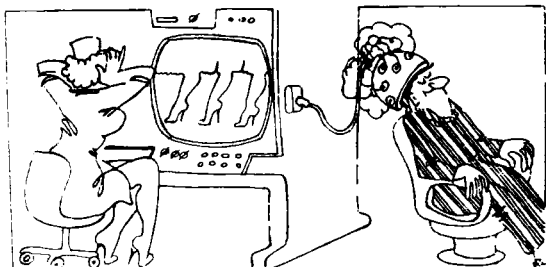
Г — ишдан чиқувчи қисмларга эга бўлмаган буюмлар. Электро-медицина аппаратура бу синфга кирмайди.

Шифокорларга ишончлилик тушунчасини баъзи бир шарт билан одам организмига ҳам тадбиқ қилиш мумкинлигини билиш анча қизиқарлидир, бунда касаллик — иш қобилиятини йўқотиш тарзида, даволаш эса ремонт, муолажа эса ишончсизликни оширувчи чора тарзда қаралади. Бироқ организм мураккаб система бўлиб, унга «техник» ёндошиш қисмангина амалга оширилиши мумкин, бунда тескари алоқа ва ростилаш жараёнларини ҳисобга олиш керак.

Кибернетик ёндошув айнан шундайдир (биринчи бўлимга қараңг).

Йигирма биринчи боб.

Тиббий-биологик ахборотни олиш системаси



Ҳар қандай медик-биологик тадқиқотлар тегишли ахборотни олиш ва уни қайд қилиш билан боғлиқдир. Шу мақсад учун ишлатиладиган қурилмалар ва методларнинг ҳар хил бўлишига қарамай, уларнинг умумий схемалари ва ишлаш принципларини кўрсатиб ўтиш мумкин.

Мазкур бобда кўриб чиқиладиган масалалар қисман кибернетикага тегишли.

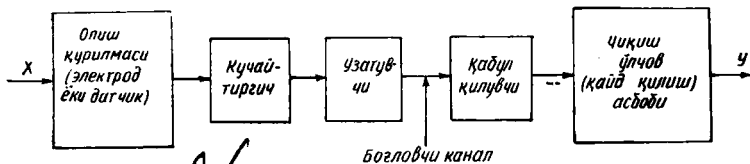
21.1-§. ТИББИЙ-БИОЛОГИК АХБОРОТНИ ОЛИШ, УЗАТИШ ВА ҚАЙД ҚИЛИШНИНГ ТУЗИЛИШ СХЕМАСИ

Медик-биологик системанинг ҳолати ва параметрлари тўғрисидаги ахборотни олиш ва ёзиш учун бир бутун тузилмалар тўплами бўлиши лозим.

Бундай тўпламнинг бирламчи элементи системасининг ўзи билан бевосита контактда ёки ўзаро таъсирда бўладиган олиш тузилмаси деб аталувчи ўлчамлар воситаси сезгир элементдир, қолган элементлар медик-биологик системадан одатда ажралиб ту-

ради, айрим ҳолларда ўлчов системасининг қисмлари ўлчанувчи объектдан маълум масофага элиб қўйилади.

Ўлчов занжирининг тузилиш схемаси 21.1-расмда тасвирланган. Бу схема умумий бўлиб, тиббиётда диагностика ва текшириш учун қўлланиладиган барча реал системаларни ўзида акс эттиради. Тиббий электроника тузилмаларида сезгир элемент, ё электр сигнални тўғридан тўғри узатади, ёки бундай сигнални биологик система таъсирида ўзгартиради. Шундай қилиб олиш тузилмаси, медико-биологик ва физиологик мазмундаги информацияни электрон тузилманинг сигналга ўзгартириб беради. Тиббий электроникада икки кў-



21.1-расм.

ринишдаги олиш тузилмаларидан фойдаланилади: *электродлар* ва *датчиклар*.

Ўлчаш занжирининг тугалловчи элементи қилиб шундай ўлчов воситаси олинадики, у биологик система тўғрисидаги маълумотни тўғридан-тўғри кузатувчи учун қулай шаклда акс эттиради ёки қайд қилади.

Кўпинча олиш тузилмаси ва ўлчов воситаси оралиғида бошланғич сигнални кучайтирувчи (22-бобга қаранг) ва уни масофага узатувчи элементлар бўлади.

Тузилиш схемасида X-биологик системанинг ўлчанувчи параметрларидан бирини масалан, қон босимини билдиради. Y — ҳарфи билан чиқиш катталиғи белгиланади, масалан, ўлчов асбобида ток кучи (МА) ёки қайд қилувчи асбобнинг қоғозида чизувчининг силжиши (мм). Ҳисоблаш учун $Y=f(x)$ боғлиқлик маълум бўлиши керак.

21.2-§. БИОЭЛЕКТРИК СИГНАЛНИ ОЛИШ УЧУН ЭЛЕКТРОДЛАР

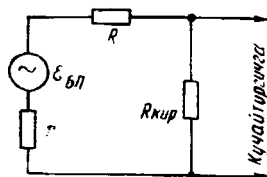
Электродлар — бу ўлчаш занжирини биологик система билан бирлаштирувчи махсус шаклдаги ўтказгичлардир.

Диагностикада электродлардан электр сигналларини олиш учун эмас, балки ташқи электромагнит таъсирларни келтириб бериш учун фойдаланилади, масалан реоргафияда. ~~Тиббиётда электродлардан даволаш мақсадида электромагнит таъсир кўрсатишда ва электр қўзғатишда фойдаланилади.~~

~~Электродларга алоҳида талаблар қўйилади: улар тез маҳкамланиши ва олиниши, электр катталиклари юқори даражада барқарор бўлиши, мустаҳкам, ҳалақит бермайдиган, биологик тўқималарни қўзғатмаслиги керак ва ҳоказо.~~

Биоэлектрик сигналларни олиш учун электродларга тегишли

муҳим физик масала, у ҳам бўлмаса фойдали маълумотнинг йўқотилишини айнақса, электрод — тери ўтиш қаршилигини минимумга етказиш қўйилади. Биологик система ва электродларни ўз ичига олган электр заңжирининг эквивалент электр схемаси 21.2-расмда тасвирланган. $\epsilon_{6п}$ — биопотенциаллар манбаининг Э. Ю. К., r — биологик система ички тўқималарининг қаршилиги; R — тери ва электродларнинг қаршилиги; $R_{квр}$ — биопотенциаллар кучайтиргичининг кириш қаршилиги. Ом қонунига асосан



21.2-расм.

$$\epsilon_{6п} = I_r + IR + IR_{квр} = IR_t + IR_{квр} \quad (21.1)$$

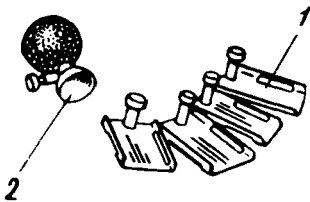
кучайтиргичининг чиқишидаги кучланиш тушишини шартли равишда «фойдали» дейиш мумкин, чунки кучайтиргич манбаи Э. Ю. К. нинг маъна шу қисминигина катталаштириб беради. Бу маънода биологик системанинг ичидаги ва электрод — тери системасидаги кучланиш тушишларни «фойдасиз» дейиш мумкин. $\epsilon_{6п}$ берилганлиги учун I_r -ни камайтириш учун таъсир кўрсатиб бўлмайди, у ҳолда $IR_{квр}$ ни оширишни R ни камайтириш билан ва энг аввал электрод — тери контактининг қаршилигини камайтириш билан амалга оширилади.

Электрод — тери ўтиш қаршилигини камайтириш учун электрод ва тери орасидаги муҳитнинг электр ўтказувчанлигини оширишга урналилар, бунинг учун физиологик эритмага ҳўлланган марли сочиқдан ёки электр ўтказувчи пастадан фойдаланилади. Бу қаршилиқни электрод — тери контактининг юзасини катталаштириш йўли билан ҳам камайтириш мумкин, яъни электроднинг ўлчамини катталаштириб, лекин бунда электрод бир қанча эквипотенциал сиртларни эгаллайди (масалан, 14.15-расмга қаранг) ва бунда электр майдонининг ҳақиқий манзараси бузилади.

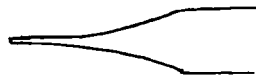
Вазифасига кўра биоэлектрик сигнални олиш учун электродлар қўйидаги группаларга бўлинади: 1) функционал диагностика хоналарида қисқа муддат ичида, яъни масалан, электрокардиограммаларни бир марта олиш учун; 2) узоқ муддатда қўлланиладиган, масалан, узлуксиз терапия палаталари шароитларида оғир беморларни доимий кузатиб туришда; 3) ҳаракатдаги текширувларда қўлланиладиган, масалан, спорт ёки космик медицинада; 4) тезлик билан қўллашда, масалан, тез ёрдам бериш шароитларида қўлланиладиган электродлар.

Барча ҳолларда электродлар қўлланилишининг ўзига хос хусусиятини намён бўлиши тушунарли. Агар биоэлектрик сигналларни кузатиш узоқ давом этса физиологик эритма қуриб қолшиши мумкин ва бунда қаршилиқ ўзгаради. Бемор ҳушидан кетган пайтда игнасимон электродларни ишлатиш қўлайдир ва ҳоказо.

Электрофизиологик текширишларда электродлардан фойдаланишда иккита ўзига хос масала вужудга келади: улардан бири — электродларни биологик тўқима билан контактида гальваник Э.Ю.К.



21.3-расм.



21.4-расм.

ни ҳосил бўлиши ҳисобланади. Бошқаси, электродларнинг электролитик қутбланиши, у ток ўтганда, электродлардан реакция маҳсулотларини ажралишида намоён бўлади. Натижанда асосийга нисбатан қарши келган Э. Ю. К. вужудга келади.

Иккала ҳолда вужудга келадиган Э.Ю.К. электродлар ёрдамида олинадиган фойдали биоэлектрик сигнални бузади. Шундай усуллар мавжудки, улар шу сингари таъсирларни камайтиради ёки йўқотади, бироқ бундай усуллар электрохимияга алоқадор бўлиб, бу курсда уни кўриб чиқилмайди.

Ниҳоят, айрим электродларнинг тузилишини кўриб чиқамиз. Электрокардиограммани олиш учун электродлар, яъни тармоқлар кабелларининг учлари қўйиладиган ва маҳкамланадиган 1-қисқичли металл пластинкалар (21.3-расмда) махсус резина ленталар билан оёқ-қўлларга маҳкамланади. Кабеллар электродларни электрокардиограф билан улайди. Беморнинг кўкрагига 2-кўкрак электрод ўрнатилади. У резина сўргич билан ушлаб турилади. Бу электрод ҳам тармоқ кабелни каби клеммага эга.

Микроэлектродли практикада шишали микроэлектродлар ишлатилади. Бундай электроднинг профили (ён томондан кўрinishи) 21.4-расмда тасвирланган, унинг учи 0,5 мкм диаметрга эга. Электроднинг корпуси изолятор бўлиб, ичида электролитга ўхшаш ўтказгичи бор. Микроэлектродларни тайёрлаш ва улар билан ишланган маълум қийинчиликлар туғдиради, бироқ бундай микроэлектрод мембрана ҳужайрасига санчилиб ҳужайралар ичида текширишлар олиб боришга имкон беради.

21.3-§. ТИББИЙ-БИОЛОГИК АХБОРОТ ДАТЧИКЛАРИ

Кўпгина тиббий-биологик характеристикаларни электродлар билан «олиб» бўлмайди, чунки улар биоэлектрик сигналларда акс эттирилмайди: қон босими, температура, юрак товушлари ва ҳоказо. Айрим ҳолларда тиббий-биологик ахборот электр сигнал билан боғланган бўлади, бироқ унга ноэлектрик катталиқ сифатида ёндошини қулайроқдир, масалан, пульслар. Бу ҳолларда датчиклардан фойдаланишади (ўлчов ўзгартирувчилар).

Ўлчанувчи ёки текширилувчи катталиқни узатиш бундан кейин ўзгартiriш ёки қайд қилиш учун қулай бўлган сигналга айлантuruвчи тузилма датчик деб айтилади. Ўлчанувчи

катталик келтириб уланган, яъни ўлчов занжиридаги биринчи датчик-бирламчи дейилади.

Тиббиёт электроника учун фақат ўлчанувчи ёки текшилувчи ноэлектрик катталикларни электр сигналга айлантирувчи датчиклар кўриб чиқилади.

Бошқа хилдагиларга қараганда электр сигналдан фойдаланиш энг қулайдир, чунки электрон тузилмалар уни нисбатан мураккаб бўлмаган ҳолда кучайтириб бериш, масофага узатиш ва қайд қилиш имконини беради.

Генераторли ва параметрик датчиклар мавжуд.

Ўлчанувчи сигнал таъсирида бевосита кучланишни ёки токни генерациялайдиган датчиклар-генераторли датчиклар дейилади. Ҳундай датчикларнинг баъзи турларини ва улар асосидаги ҳодисаларни кўрсатамиз. 1) пьезоэлектрик датчиклар — пьезоэлектр эффекти (14-бобга қаранг); 2) термоэлектрик датчиклар — термоэлектр ҳодисаси (15-бобга қаранг); 3) индукцион датчиклар — электромагнит индукция (17-бобга қаранг); 4) фотоэлектрик датчиклар — фотоэффект (27.8-§-га қаранг) ҳодисаларга асослангандир.

Параметрик датчиклар — шундай датчикларки, уларда ўлчанувчи сигнал таъсирида бирорта параметр ўзгаради. Бундай датчикларнинг баъзиларини ва улар ёрдамида ўлчанувчи параметрни кўрсатамиз: 1) сигимли датчик-сигим; 2) реостатли датчик — омик қаршилик; 3) индуктивли датчик — индуктивлик ёки ўзаро индуктивлик ўлчайди.

Ахборотни ташувчи энергияга кўра датчиклар: механик, акустик, температура, электрик, оптик ва бошқа датчикларга бўлинади. Баъзи ҳолларда датчикларга ўлчанувчи катталик бўйича ном берилади, масалан, босим датчиги, тензомертик датчик (тензо-датчик) кўчпиши ёки деформацияни ўлчайди ва ҳоказо.

Кўрсатиб ўтилган датчикларнинг мумкин бўлган тиббий-биологик қўлланишларини келтирамиз (24-жадвал).

24-жадвал

Датчик	Механик	Акустик	Оптик	Температуриали
Пьезоэлектрик	АБ	ФКГ	—	—
Термоэлектрик	—	—	—	Т
Индукцион	БКГ	ФКГ	—	—
Фотоэлектрик	—	—	ОГГ	—
Сигимли	ФКГ	—	—	—
Реостатли	АБ, БКГ	—	—	Т
Индуктив	МИБ	—	—	—

Белгилар: АБ — қоннинг артериал босими, Б.К.Г. — баллистокордиограмма, Ф.К.Г. — фонокордиограмма, ОГГ — оксигемография, Т — температура, МИБ — меъда-ичак йўлидаги босим.

Датчик чиқиш катталиги Y ни кириш катталиги X га функциянал боғланишини ифодалайдиган ўзгартирувчи функция билан характерланади, у аналитик ифода $Y=f(X)$ билан ёки графикада тасвирланади.

Энг содда ва қулай ҳол, $Y=kX$ тўғри пропорционаллик боғланиш ҳисобланади.

Кириш катталигининг ўзгариши чиқиш катталигига қанчалик таъсир этишини — датчикнинг сезгирлиги кўрсатади.

$$Z = \Delta Y / \Delta X$$

У датчикнинг турига қараб мм га Ом билан (Ом/мм), Кельвинга милливольт (мВ/К) билан ўлчанади ва ҳоказо.

Датчиклар кетма-кет тўпламининг сезгирлиги, барча датчиклар сезгирликларининг кўпайтмасига тенг. Датчикларнинг вақтӣй характеристикалари ҳам аҳамиятга эгадир. Аналитик равишда, бундай хусусият датчик сезгирлигининг — кириш катталиги тезлигига $\frac{dx}{dt}$ ёки X гармоник қонун бўйича ўзгарганда, частотага боғлиқ бўлишига олиб келади.

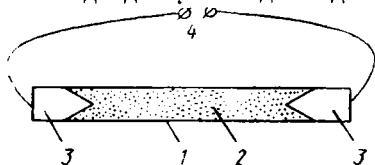
Датчиклар билан ишлашда уларнинг ўзига хос бўлган хатоликларини ҳисобга олиш лозим. Хатоликларга олиб келувчи сабаблар: 1) ўзгартирувчи функциянинг температурага боғлиқлиги; 2) гистерезис — датчикда қайтмас процесслар натижасида рӯй берадиган кириш катталигининг секин ўзгаришлари, ҳамда Y ни X дан кечиктириши; 3) ўзгартирувчи функциянинг вақт бўйича доимий бўлмаслиги. 4) кўрсатишни ўзгаришига олиб келадиган датчикнинг биологик системага тескари таъсири; 5) датчикнинг инертлиги (унинг вақтӣй характеристикаларини ҳисобга олмаслик) ва бошқалар.

Тиббиётда ишлатиладиган датчикларнинг конструкцияси жуда хилма-хилдир, оддийлардан (терможуфт типидаги), то мураккаб датчикларигачадир. Мисол сифатида энг оддий-нафас олиш датчиги-реостатли (резистивли) датчини баён этамиз.

Бу датчик (21.5-расм) резина найча — 1 кўринишида қилинган бўлиб, у кўмир кукуни — 2 билан тўлдирилган. Трубканинг кесилган жойларига электродлар — 3 бириктирилган. Кўмир орқали ташқи манба 4 дан ток ўтказиш мумкин. Трубка чўзилганида узунлиги ортади ва кўмир устунининг кўндаланг кесими қуйидаги формула бўйича камаяди: $R = \rho l / S$

бу ерда ρ — кўмир кукунининг солиштирма қаршиллиги.

Шундай қилиб, агар трубка билан кўкрак қафаси боғланса ёки одатда қилинадигандек трубканинг учларига тасмани бирлаштирилса ва кўкрак қафасини ўраб олинса, нафас олишда трубка чўзилади, нафас чиқаришда сиқилади. Занжирда ток кучи нафас олиш частотасига кўра ўзгаради, буни эса мўлжалланган ўлчов схемасини қўллаб ёзиб бориш мумкин.



21.5-расм.

Хулоса қилиб айтганда датчиклар биологик системалар рецепторларининг техникавий ўхшашидир.

21.4-§. СИГНАЛНИ УЗАТИШ. РАДИОТЕЛЕМЕТРИЯ

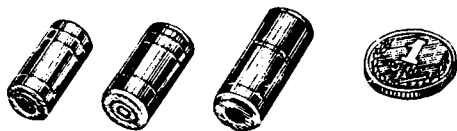
Олинган ва кучайтирилган электр сигнални қайд қилувчи (ўлчовчи) асбобга узатиш зарур. Кўпинча электродлар ёки датчиклар, кучайтиргич ва қайд қилувчи асбоб бир бутун тузлма сифатида конструктив ясалган бўлади, бироқ ўлчовчи қисм биологик системадан бирор масофада туриши мумкин, бундай ўлчашлар телеметрияга ёки бирмунча торроқ биотелеметрияга дахлдордир. Бундай ҳолларда датчик ва қайд қилувчи асбоб орасидаги алоқа, ё симлар, ёки радио орқали амалга оширилади. Телеметриянинг кейинги варианти радиотелеметрия дейилади. Бу хилдаги алоқада космик таdqиқотларда — космик кеманинг ва унинг экипажи ҳақидаги, спорт медицинасида — машғулот ўтказиб турган вақтда спортчининг физиологик ҳолати тўғрисидаги маълумотни олиш учун кенг равишда фойдаланадилар. Масалан, спортчи шлёмидаги, 300—500 м масофага (яъни стадион чегарасида) радиотўлқинлар тарқатувчи узатгич антеннаси ёрдамида унинг аҳоли тўғрисидаги маълумотларни белгилаб олиш мумкин.

Радиотелеметрия овқат йўллари эндорадиозондлаш учун ҳам ишлатилади. Бу масалани мукамалроқ кўриб чиқамиз. Радиопередатчикли миниатюр (кичкинагина ҳажмдаги) капсула (эндорадиозонд, 21.6-расм) бемор томонидан ютилади (21.7-расм).

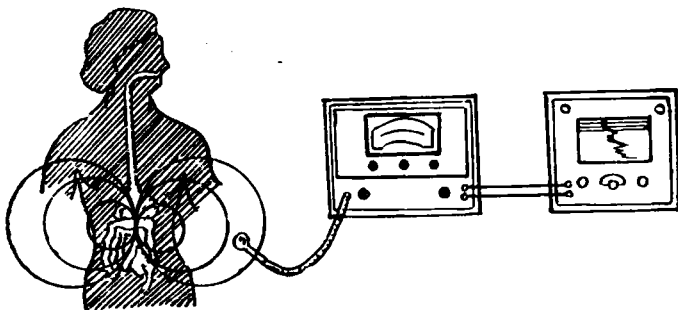
Узатувчи частотасининг ўзгариши бўйича бемор яқинига қўйилган приёмник билан капсула ўрнашган жойдаги боқимни, кислота ёки ишқор даражасини, температура ва бошқа параметрларни ўлчаш мумкин.

21.8-расмда овқат ҳазм қилиш ферментларининг активлигини аниқлаш учун ишлатиладиган эндорадиозонд схемаси кўрсатилган. У уч асосий қисмдан иборат: 1 — олинувчи, кийгизмага жойлашган кучланиш манбаи, 2 — фермент томонидан эритилувчи ферромагнит кукуни ва зарралардан прессланиб ясалган диск, 3 — ярим-ўтказгичли транзистор ва радиосхеманинг бошқа деталлари.

Диск олинувчи кийгизма ичига

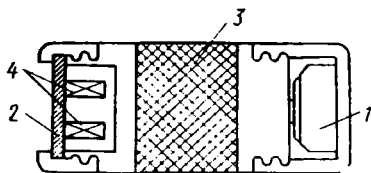


21.6-расм.



21.7-расм.

68

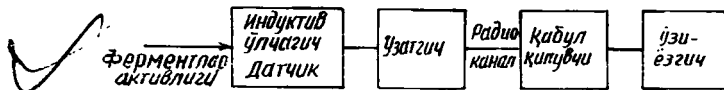


21.8-расм.

жойлашган бўлиб, кучланиш манбаидек, бир марта ишлатилгандан сўнг бошқасига алмаштирилиши мумкин. Генераторнинг принципиал электр схемаси 23.1-расмда кўрсатилган.

Диск индуктив галтак — 4 га қисилди ва у билан ёпиқ магнит ўтказгични ҳосил қилади. Диск овқатни ҳам қилувчи ферментлар таъсирида эриган сари занжирнинг индуктивлиги — камайд

ва [(18.7) га қаранг] генератор частотаси ортади. Шундай қилиб, қабул қилинаётган частота бўйича ферментлар активлиги ҳақида хулоса чиқариш мумкин.



21.9-расм.

Эндорадиозонднинг тузилиш схемаси 21.9-расмда тасвирланган. Баъзан шундай кўп каналли тузилмалар ишлатилгандики, улар бир вақтнинг ўзида бир йўла бир неча параметрларни олиш, узатиш ва қайд қилиш имконини беради. Тиббий-биологик характердаги бир вақтда тўпланган маълумот диагностика имкониятларини анча кенгайтиради. Ҳозирги вақтда бундай маълумотни қайд қилиш ҳисоблаш машиналари ёрдамида бажарилади.

21.5-§. АНАЛОГЛИ ҚАЙД ҚИЛУВЧИ ТУЗИЛМАЛАР

21.1-расмда тасвирланган техник схеманинг охириги элементи тиббий-биологик маълумотни акс эттирувчи ёки қайд қилувчи ўлчов (текширув) тузилмалари ҳисобланади.

Акс эттирув тузилмалари деб, шундай тузилмаларга айтладики, улар маълумотни вақтинча кўрсатиб, янги маълумот ҳосил бўлиши билан олдинги маълумот изсиз йўқолиб кетади. Стрелкали асбоблар: амперметр, вольтметр ва бошқалар бунга мисол бўлади. Масалан, стрелкали амперметр ток кучини берилган вақт моментиде кўрсатсада, уни белгиламайди. Занжирда ток кучининг ўзгариши билан олдинги қиймат тўғрисидаги маълумот қайтмасдан йўқолади. Бундай тузилмаларда акс эттириладиган маълумотни эса тушириш учун атайин уни ёзиб бориш керак, буни эса студентлар физика лабораторияларида бажарадилар.

Акс эттирувчи тузилмалардан қаршилиқ электртермометри, пульс уришини ўлчасгич ва бошқа шу каби тиббий асбоблар тайёрлашда фойдаланилади.

Тиббиёт электроникада қайд қилувчи асбоблар кенг тарқалган бўлиб, улар маълумотни қандайдир ташувчида белгилаб боради. Бу олинган тиббий-биологик маълумотни ҳужжатга олиш, сақлаш, кўп марта фойдаланиш, ишлаб чиқиш ва анализ қилиш имконини беради.

Акс эттирувчи ва қайд қилувчи асбоблар аналогли — узлуксиз, дискретли, аналогли ва дискретли асбобларнинг имкониятларининг бирга қўшилишидан ташкил топган комбинациялиларга бўлинади.

Тиббий-биологик текширишлар амалётида энг кўп тарқалган аналогли қайд қилувчи тузилмаларни мукамалроқ кўриб чиқамиз. Уларнинг баъзилари ўзи ёзувчи асбоблар ёки ўзиёзгичлар деб аталади.

Тиббиёт, биология ва физиологияда асосан ташувчида маълумотни қайд қилишнинг қуйидаги усулларидан фойдаланилади: а) модда қатламни (бўёқни) юргазин; сиёҳ-пероли ва оқизиб ёзадиган системалар; б) ташувчи моддаларнинг ҳолатини ўзгартириш: фоторегистрация, электркимёвий, электрфотографиявий (жсерография) ва магнитли ёзув; в) ташувчидан модда қатламни кўчириш: дудлак қорайган юза, иссиқликни ёзиш.

Физиологик тажрибада ҳозирги кунда ҳам қўлланилаётган энг содда ўзиёзгичлардан бири буралган пружинадан ишловчи кимограф (21.10-расм) ёки электрокимограф ҳисобланади. Электрокимограф унинг барабанини бир текис айланиши электродвигатель ёрдамида амалга оширилади.

Кимограф ғояси — текширилувчи катталикнинг вақтга боғлиқлигини ўлчовчи ҳозирги замон аналогли қайд қилувчи асбобларнинг асосан кўнчилигида ташувчининг бир текис айланиши ёки сиртининг кўчиши сақланади. Қайд қилинувчи катталikka пропорционал бўлган ёзгичнинг ёки ёруғ доғнинг y — силжиши олинган графикнинг (21.11-расм) ординатаси бўлади. Ташувчининг (қоғоз, фотоленка) бир текис кўчиши шуни билдирадики, абсцисса t — вақтга пропорционал экан. Натижада ҳосил бўлган эгри чизик $Y=f(t)$ муносабатни акс эттиради.

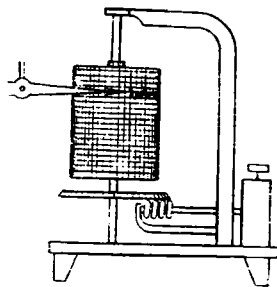
Тиббиёт аппаратурасида ишлатиладиган ўзиёзгич асбоблар электр сигнални механик кўчиришга ўзгартириб беради. Физик нуқтан назардан улар гальванометр бўлиб, жуда кичик ток кучига реакция берувчи юқори сезгирликдаги электрўлчов асбоблари ҳисобланади. Бу асбобларда галтаклардан, симли рамка ёки ҳалқадан ўтувчи ток доимий магнитнинг магнит майдони билан ўзаро таъсирда бўлади. Бу ўзаро таъсир натижасида ҳаракатланувчи қисм (магнит, симли рамка ёки ҳалқа қисмлари) ток кучига пропорционал равишда, яъни электр қиғналга пропорционал равишда оғади.

Ҳаракатланувчи қисм билан ёзув элементи бирлаштирилган бўлиб, у қўзғалувчи ташувчида ёзув изини қолдиради, бу элемент алоҳида капилляр перо ёки оқизувчи ўзиёзгичдаги конус найчали шиша капилляр ёки ёруғлик нуруни қайтарадиган қўзғуча ёки бошқа нарса бўлиши мумкин.

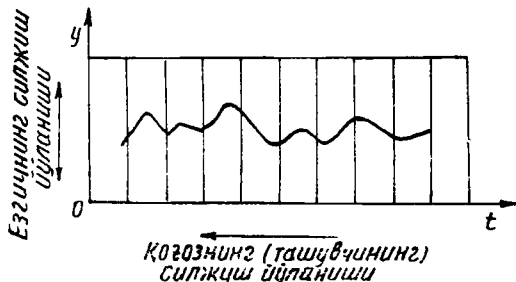
Мисол тариқасида 21.12-расмда ўзиёзгич тасвирланган. Бунда 1 — электроманит, унинг ўрамларида аса қайд қилинувчи электр сигнали ўтади; 2-цилиндр шаклдаги доимий магнит, у шиша капилляр, 3 билан маҳкам боғланган, 4 капиллярнинг конус найчасидан босим остида сиёҳ отилиб чиқади ва Y нз қолдиради, у доимий магнитнинг оғишига ва шунингдек, электрманитдаги ток кучига пропорционал бўлади.

Ўзиёзгичнинг муҳим хараактеристикаси бўлиб қайд қилиб улгурадиган тебранишлар частоталари диапозони ҳисобланади. Ўзиёзгичнинг хараактерлавувчи қисмининг инерция моменти қанча катта бўлса, ўлчанувчи катталикнинг ҳақиқий ўзгаришига нисбатан қайд қилинишининг кечикиши шунча катта бўлади, частотавий хараактеристика ёмон чиқади.

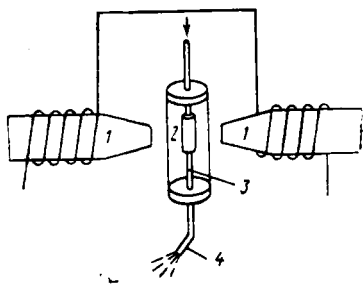
Энг кўп кенг частоталар имконияти аналогли қайд қилувчи асбобларда



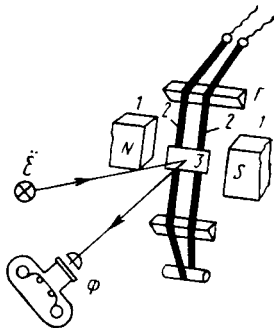
21.10-расм.



21.11-расм.



21.12-расм.



21.13-расм.

бўлиб, уларни ёруғ нури (шлейфли) осциллографлар дейлади. Ёруғ нури осциллографнинг (21.13-расм) асосий қисмини шлейфли гальванометр — Г ташкил этади, у 1 — доимий магнитдан, 2-ҳалқа (шлейф) кўринишидаги метали симдан, ундан эса қайд қилинувчи электр сигнали ўтади ва 3-кўзгудан иборат. Нур ёритиш манбаи O дан кўзгуга тушади, қайтиб фотографиявий қурилма — Φ га тушади, у фотопленкали ўрамдан ва лента тортувчи механизмдан таркиб топган. Электр сигнал ўзига пропорционал равишда гальванометр шлейфининг бурилишини ҳосил қилади. Фотопленканинг бир текис тортилгани вақт бўйича ёйишни амалга оширади. Махсус вақтни белгиловчидан фойдаланиб, фотопленкада белгиларни ҳосил қилиш мумкин.

Бундай осциллограф частотаси тахминан 0 дан 10 кГц гача бўлган жараёнларни қайд қилиш имконини беради, бу эса тиббий-биологик сигналнинг частотали характеристикаларини старли даражада қоплайди. Асосан бир вақтнинг ўзида ўнлаб ўзгарувчан катталикларни қайд қилиш имконини берувчи кўп каналли ёруғ нури осциллографлар ишлаб чиқарилади. Уларнинг энг катта камчилиги фотоқоғоз ёки фотопленкадаги суратни чиқариш заруриятидир. Ҳозирги вақтда ультрабинафша ёритишга сезгир бўлган махсус қоғоз ишлаб чиқарилмоқда. У махсус ишлашни талаб этмайди, бироқ ёритиш манбаи ультрабинафша нурларнинг қувватли дастасини нурлатиши лозим.

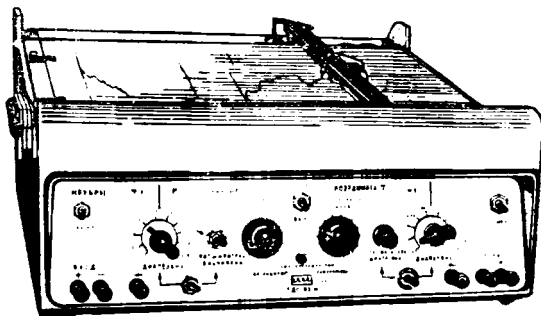
Ўзиёзувчи тузилмаларда ўлчов асбобларининг одатдаги хатоликлари билан бир қаторда ёзишда йўл қўйиладиган хатоликлар ҳам вужудга келади.

Ёзишдаги хатоликларга сабаб қоғоз ёки фотопленкани кўчириш механизми ишидаги ноаниқлик, асбобнинг ёзиш системасининг инерцияси туфайли бўладиган кечикиш, ҳаво намлиги таъсирида қоғоз ўлчамларининг ўзгариши, вақтни белгилашдаги ноаниқлик ва ҳоказолар бўлиши мумкин.

Вақтга боғлиқлики белгиловчи бир координатали ўзиёзгичлардан ташқари, текшириш амалиётида, икки координатали ўзиёзгичлар кенг тарқалди.

21.14-расмда мана шундай ПДС — 21М моделини ўзиёзгичнинг ташқи кўриниши тасвирланган. Ёзиб олишда кўндалаг жойлашган рейка илгариланма ҳаракат қилади, унинг силжиши бериладиган сигналлардан (параметрлардан) бирига — x га пропорционал бўлади. Рейка бўйлаб ёзгич бор қаретка иккинчи параметр y нинг ўзгаришига пропорционал равишда кўзгалиб боради. Натижада ёзгич мураккаб ҳаракат қила бошлайди ва қоғозда $Y=f(v)$ функциянинг графигини қолдиради.

Тиббиёт амалиётида маълумотларни қайд қилишда аналогли қайд қилувчи асбоблар билан бирга электрон-нури трубкалар каби инерцион бўлмаган, комбинациялаштирилган тузилмалар ҳам ишлатилади (23.4-§ га қarang).



21.14-расм.

Масалан, вектор-кардиоскоп [21.17-расмга қаранг, (унинг асосий қисми *электрон-нурли* трубка ҳисобланади)] электр ва вектор-кардиограммани тас-
вирлаб кўрсатади.

Электрон-нурли трубка комбинациялаштирилган тузилмалар группасига
киради, чунки у чиқишдаги маълумотни фақат аналогли эмас, балки дис-
крет (рақамлар, ҳарфлар) шаклда ҳам акс эттириши (қўшимча равишда су-
ратга туширишда қайд қилиши) мумкин.

21.6-§. БИОПОТЕНЦИАЛЛАРНИ ҚАЙД ҚИЛУВЧИ ТИББИЁТ АСБОБЛАРИНИНГ ИШЛАШ ҚОНУНИЯТИ

Биоэлектрик потенциаллар қўпгина касалликларнинг муҳим ди-
агностика кўрсаткичи ҳисобланади. Шунинг учун энг муҳими, би-
ринчидан, бу потенциалларни тўғри қайд қила олиш билан, иккин-
чидан ўлчов натижаларидан керакли медицина маълумотини ажра-
тиб олишни билишдир.

Биопотенциалларни қайд қилувчи медицина асбобларининг
структуравий схемаси 21.15-расмда тасвирланган. У 21.1-расмда
кўрсатилган умумий схемасининг хусусий ҳоли ҳисобланади.

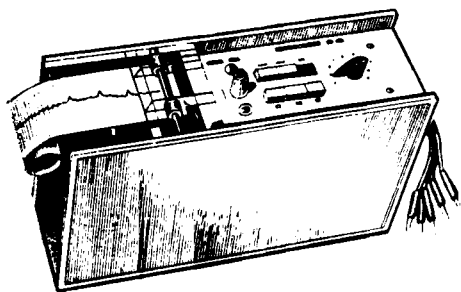
Клиника амалиётида биопотенциалларни тери устига қўйилади-
ган электродлар ёрдамида узатилади [21.2-параграфга қаранг],
ёзишни аналогли қайд қилувчи тузилмалар ёрдамида амалга оши-
рилади (21.5-параграфга қаранг). Бир тармоқдан бошқасига ўтиш-
ни алоҳида калит ёрдамида бажарилади.

Биопотенциаллар вақт бўйича деярли секин ўзгаргани учун
асбобларда одатда доимий ток кучайтиргичлардан фойдаланилади
(22.5-§ га қаранг).

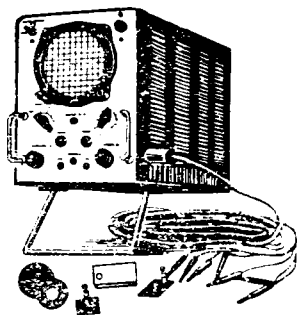
Электркардиографиядаги биопотенциалларнинг қиймати бир
неча милливольт тартибда, электроэнцефалографияда эса — мик-
ровольтда бўлади, бу сабабли
қайд қилиш учун уларни бир
неча минг марта кучайтириш
керак бўлади, бунга эса кўп
каскадли кучайтиргич ёрдамида
эришилади.



21.15-расм.



21.16-расм.



21.17-расм.

21.16-расмда электрокардиограммани ёзиш учун транзисторли, ЭК—873 типдаги ихчам электрокардиографнинг ташқи кўриниши тасвирланган, 21.17-расмда эса ихчам вектор-кардиоскоп ВЭКС—1п кўрсатилган. Бу асбобда юракнинг электр активлигини электрокардиографик усул билан ҳам, вектор-кардиография усули билан ҳам текшириш мумкин. Жараён электрон-нурли трубка экранида кузатилади ва уни суратга олиш ҳам мумкин бўлади.

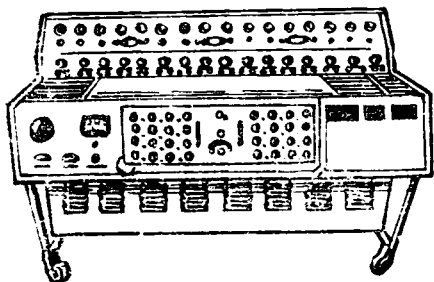
Баъзан битта асбоб билан бир вақтда қатор параметрларни, масалан, бош миyaning ҳар хил нуқталаридаги биопотенциалларни аниқлаш мақсадга мувофиқдир. Бунда кўпканали қурилмалардан фойдаланилади, улар бир-бирига боғлиқ бўлмаган бир неча кучайтиргичлардан иборат бўлиб, барча каналлар бўйича ўлчовлар умумий лентага ёзиб олинади.

21.18-расмда 16 каналли энцефалограф ЭЭГ 16-01 нинг ташқи кўриниши тасвирланган.

Биопотенциалларни олиш ва қайд қилишда 21.15-расмдаги структуравий схемада келтирилмаган бир қанча ёрдамчи тузилмалардан ҳам фойдаланилади. Уларга t -ўқнинг масштабини аниқлаб берувчи вақтни белгилловчиларни киритиш мумкин [21.11-расмга қаранг]. Агар лента тортув механизми кўчиш тезлигининг қатъиян бир хил бўлишини таъминлай олса, вақтни белгилловчининг бузилишига имконият қолмайди.

Биопотенциалларни аниқлаш учун, бошқача айтганда

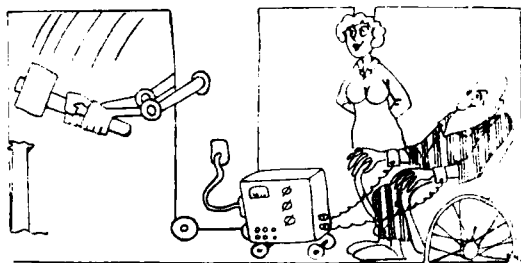
У ўқнинг масштабини (21.11-расмга қаранг) кучланиш бирликларида аниқлаш учун, кучланиш калибраторларидан фойдаланилади. Калибрланган кучланишни ёзиш биопотенциалларни ёзишда олдин ёки кейин бажарилади. Электрокардиограммани олишда 1 мВ га тенг бўлган калибрли сигналлардан фойдаланилади.



21.18-расм.

Йигирма иккинчи боб.

Кучайтиргичлар



Электр сигналларнинг кучайтиргичлари деб ёки электрон кучайтиргичлар деб шундай қурилмаларга айтиладики, улар бу сигналларни ўзга манбанинг энергияси ҳисобига кучайтиради. Бу бобда электр сигналларни кучайтириш билан боғлиқ бўлган айрим умумий саволлар кўриб чиқилади, алоҳида конкрет схемалар кўрсатилади ва биоэлектрик сигналлар кучайтирилишининг ўзига хос хусусияти анализ қилинади.

22.1-§. КУЧАЙТИРГИЧНИНГ КУЧАЙТИРИШ КОЭФФИЦИЕНТИ

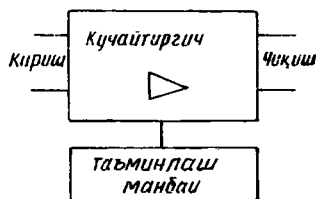
Кучайтиргичлар ҳар хил элементлар (транзисторлар, триодлар ва б. қ.) асосида яратилиши мумкин, бироқ умумий масалаларда барча кучайтиргичларни ягона деб қаралса бас. Уларда кириш бор, унга кучайтирилувчи электр сигнали берилди ва чиқиш бор, ундан кучайтирилган сигнал олинади (22.1-расм). Барча системанинг зарур қисми электр энергия манбаи ҳисобланади.

Сигнални кучайтиришининг энг кенг тарқалган асоси кириш занжирининг чиқиш занжиридаги электр қаршиликка таъсири ҳисобланади. Бу таъсир кучайтирилган сигналнинг шаклига мос келади ва шунинг учун сигналнинг шакли чиқиш занжирида қайта тикланади.

Кибернетика тушунчаларига ўхшаш кириш занжирини бошқариш системаси деб ҳисобланса, чиқиш занжирини эса бошқариш объекти дейиш мумкин.

Кучайтиргичларга қўйиладиган муҳим талаб кучайтирилувчи сигнални унинг шаклини бузмасдан қайтадан тиклашдир.

Бу талаб амалиётда электр сигнални энг кичик бузилишлар билан кучайтиришга интилиш бўлиб кўринади. Кучайтиргични унинг киришига берилган сигнални катталаштириш имкониятини кучайтириш коэффициенти билан баҳоланади. У кучайтиргичнинг чиқишидаги кучланишнинг кичик ўзгаришини [тож кучини, қувватни ҳам] бу ўзгариш-



22.1-расм.

ларни вужудга келтирган киришда кучланиш (ток кучи, қуввати) нинг кичик ўзгаришига нисбатига тенг:

$$k_U = \frac{\Delta U_{\text{чик}}}{\Delta U_{\text{кир}}}, \quad k_I = \frac{\Delta I_{\text{чик}}}{\Delta I_{\text{кир}}}, \quad k_P = \frac{\Delta P_{\text{чик}}}{\Delta P_{\text{кир}}}. \quad (22.1)$$

Ишлатилишига мувофиқ кучайтиргичларни кучланишга, ток кучи ёки қувватига қараб ажратилади. Бундан буён аниқлик учун барча тасвирлар ва натижалар кучланишга нисбатан олинган кучайтириш коэффициентига тегишли бўлади, у индексиз белгиланади, деб олинади.

Синусоидаль шаклидаги сигнални кучайтириш учун (22.1) муносабатда сигналларнинг кириш ва чиқишдаги амплитудаларидан фойдаланилади:

$$k = \frac{U_{\text{тах чик}}}{U_{\text{тах кир}}} \quad (22.2)$$

Агар k нинг қиймати чиқишда керак бўлган кучланишли сигнални олиш учун етарли бўлмаса, у ҳолда бир неча кучайтиргич уланади. Ҳар бир кучайтиргич *кучайтиргич каскади* дейилади.

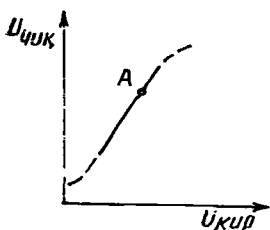
Моҳиятига қараб, 22.1-расми ва (22.1) ва (22.2) формулани каскадга тегишли дейиш мумкин. Бир неча каскадлардан иборат кучайтиргичнинг кучайтириш коэффициенти барча каскадларнинг кучайтириш коэффициентларининг кўпайтмасига тенг:

$$k_{\text{ум}} = k_1 k_2 k_3 \dots \quad (22.3)$$

22.2-§. КУЧАЙТИРГИЧНИНГ АМПЛИТУДА ХАРАКТЕРИСТИКАСИ. ЧИЗИҚЛИ БЎЛМАГАН БУЗИЛИШ

Синусоидаль (гармоник) сигналнинг кучайтиришни кўриб чиқамиз. Кучайтиришда сигналнинг шакли ўзгармасдан қолиши учун кучайтириш коэффициенти кириш сигналининг ўзгариши чегарасида ҳар хил кучланишлар учун бир хил бўлиши керак. Бу ҳолда $U_{\text{тах чик}} = f(U_{\text{тах кир}})$ *кучайтиргичнинг амплитудавий характеристикаси* деб аталувчи боғланиш чизиқли кўринишда бўлади:

$$U_{\text{тах чик}} = k U_{\text{тах кир}} \quad (22.2\text{-расм, тўғри чизиқ}).$$



22.2-расм.

Ҳақиқатан ҳам чизиқли боғланиш кириш кучланиши ўзгаришининг чекли соҳасидагина бажарилади, чиқишда бу соҳадан ташқарида чизиқли боғланиш бузилади (штрих чизиқ).

Агар киришдаги гармоник сигнал амплитуда характеристиканинг чизиқли қисмидан чиқиб кетса, у ҳолда чиқиш сигнали энди гармоник бўлмайди. Чизиқли бўлмаган (амплитудавий) бузилишлар вужудга

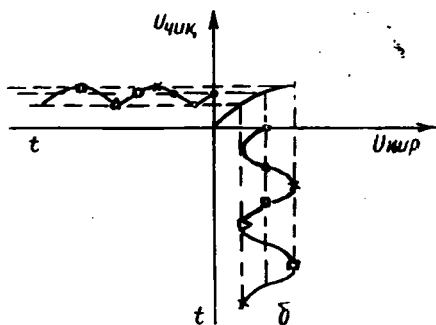
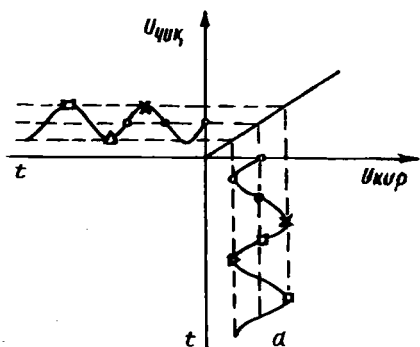
келлади. График равишда гармоник сигналнинг кучайиши 22.3-расмда тасвирланган, (а) — бузилишсиз, (б) — бузилиш билан. Бу расмларнинг ҳар бири учта графикни ўз ичига олади. Бирида ($U_{\text{кир}}$ ва $U_{\text{чик}}$ ўқлари) амплитудавий характеристика келтирилган: (а) — чизиқли, (б) — чизиқли эмас. Пастдаги графикда кириш кучланишининг вақтга боғлиқлиги келтирилган. Бу боғланиш синусоидаль, лекин $U_{\text{кир}} = 0$ га нисбатан қандайдир доимий катталikka сурилган. График ажойиб жойлашган, чунки аввалги боғланиш билан $U_{\text{кир}}$ — умумий ўқ фойдаланилади. Чапдаги графикда чиқиш кучланишининг вақтга боғлиқлиги берилган. Бу ерда ҳам $U_{\text{чик}}$ ўқи иккита графикка тегишлидир. Бу график қуйидагича қурилади. Пастки графикдан белгиланган вақт моменти учун $U_{\text{кир}}$ нинг қиймати топилади, кейин амплитуда характеристикадан мос келган $U_{\text{чик}}$ нинг қиймати топилади ва уларни чапдаги графикка ўтказилади (штрихланган чизиқлар бир хил белгилли нуқталар биргина ва мана шу вақтга тегишлидир).

Графикларда, $U_{\text{чик}} = f(t)$ боғланишларда, чизиқли амплитудавий характеристика (а) ҳолида синусоида кўринади; шунингдек, кучайган сигнал бузилмайди. Чизиқли бўлмаган характеристикада (б), чиқиш сигнали даврий, лекин синусоидаль эмас, шунингдек кучайтиришда сигнални бузилиш рўй беради. Даврий сигнални гармоникларнинг (параграф 7.4-га қаранг) йиғиндисин деб қаралса бўлади, шунинг учун чизиқли бўлмаган бузилишларни сигналда уни кучайтиришда янги гармоникларни пайдо бўлиши деб кўриш мумкин. Янги гармониклар қанча кўп бўлса, уларнинг амплитудалари шунча юқори бўлади. Амплитуда қанча юқори бўлса, чизиқли бўлмаган бузилишлар шунча кучли бўлади. У чизиқли бўлмаган бузилиш коэффициентини билан баҳоланади:

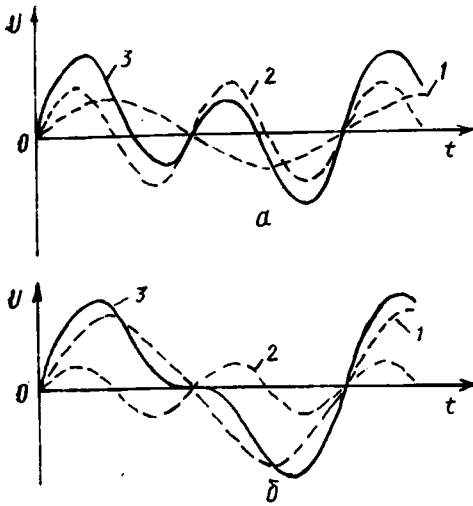
$$\gamma = \sqrt{U_{\text{max}2}^2 + U_{\text{max}3}^2 + \dots} / U_{\text{max}1} \quad (22.4)$$

бунда $U_{\text{max}1}$ — асосий гармоникнинг кучланиш амплитудаси;

$U_{\text{max}3}$ — янги гармоникларнинг амплитудалари. Сигнални аниқ қайта тиклаш учун бу коэффициент энг кичик бўлиши керак.



22.3-расм.



22.4-расм.

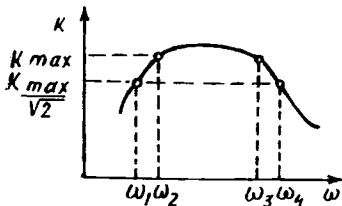
ри частотага боғлиқ бўлганлиги сабабли (18.2-параграфга қаранг) ҳар хил гармоник ташкил этувчиларнинг кучайтириш коэффициентини ҳам турлича бўлиши мумкин.

Таъкидлаб ўтамизки, резисторларнинг индуктивлик хоссалари ва ўтказгичларнинг сизимий хоссалари, улар қанчалик кичик бўлмасин, частотанинг ошиб бориши билан улар ҳам кучайтириш коэффициентига сезиларли таъсир кўрсатиши мумкин.

Шундай қилиб, $k=f(\omega)$ ёки $k=f(\nu)$ боғланиш муҳим бўлиб, бу кучайтиргичнинг частотавий характеристикаси деб аталади.

Ангармоник сигнал бузилишсиз кучайтирилши учун (амплитудалии характеристиканинг чизиқли қисмидан фойдаланилганда ҳам) кучайтириш коэффициенти частотага боғлиқ бўлмаслиги зарур. Частотали характеристика $k=\text{const}$ кўринишга эга бўлиши керак. Амалиётда бу бажарилмайди ва бузилишларга олиб келади, бундай бузилиш *чизиқли* ёки *частотали* бузилиш дейилади.

Чизиқли бузилиш 22.4-расмда тасвирланган. 22.4-а, расмда даврий сигнал 3 кўрсатилган, у иккита синусоиднинг йиғиндиси (1 ва 2) дан таркиб топган. Агар синусоидал сигналларнинг биттаси $k_1=2$ билан, бошқаси $k_2=0,5$ билан кучайтирилса, у ҳолда натижавий сигнал киришдагидан фарқ қилади (22.4-а ва б расмлардаги 3-эгри чизиқни солиштиринг).



22.5-расм.

Кучайтиргичнинг частотали характеристикаси одатда график равишда тасвирланади (22.5-расм). Расмдан кўринадики, $\omega_2=\omega_3$ оралиғида кучайтириш коэффициенти деярли ўзгармайди. Радпотехникада қабул қилинишига кўра унинг $0,7 k_{\text{max}}$ (ёки $k_{\text{max}}/\sqrt{2}$) гача

22.3-§. КУЧАЙТИРГИЧНИНГ ЧАСТОТАВИЙ ХАРАКТЕРИСТИКАСИ. ЧИЗИҚЛИ БУЗИЛИШЛАР

Характеристиканинг чизиқли қисмидан фойдаланиш ҳали электр сигнали бузмасдан кучайтирилишига қафолат бермайди. Агар кучайтирилувчи сигнал синусоидал бўлмаса, бунда уни алоҳида гармоник ташкил этувчиларга ажратиш мумкин. Уларнинг ҳар бирига ўзининг частотаси мос келади.

Кучайтиргичларда конденсатор ва индуктивлик ғалтаклари ишлатилганлиги учун уларнинг қаршиликла-

камайиши, амалда сигнални бузмайди, Частота интервали $\omega_1 - \omega_2$ эса кучайтиргичнинг ўтказиш йўли дейилади.

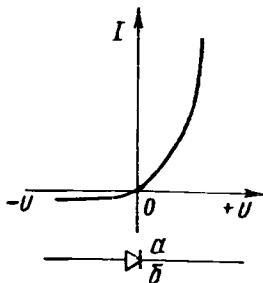
Ўтказиш йўлини кенгайтириш учун кучайтиргич схемасини мураккаблаштиришга тўғри келади. Бироқ бузиллишсиз кучайтирилиши керак бўлган частоталар диапазони кучайтириш масалалари билан аниқланади. Товушни кучайтириш учун 60 Гц — 15 кГц ўтказиш йўлининг бўлиши етарли, видеоимпульсларни кучайтириш етарлича кенг ўтиш йўллари бўлишини талаб қилади.

Частотали характеристика мураккаб тебранишлар характеридаги, гармоник спектрида турли частоталар оралиқлари бўлган биопотенциалларни ёзиш учун ишлатиладиган кучайтиргичларни танлашда катта аҳамиятга эга. Шунинг учун бир хил биопотенциалларни ёзиш учун қўлланиладиган кучайтиргичлар бошқаларини ёзиш учун ҳар доим ишлатилавермайди.

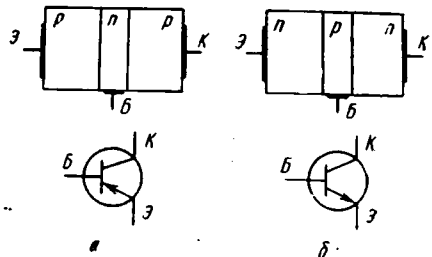
22.4-§. ТРАНЗИСТОРЛИ КУЧАЙТИРГИЧЛАР

Электр сигнални кучайтирувчи аниқ физик тузилма сифатида транзисторни кўриб чиқамиз. Ҳар хил типли электр ўтказувчанликка эга бўлган иккита яримўтказгичлар чегарасида $p-n$ ўтиш ҳосил бўлади. Бу катта бўлмаган қалинликдаги соҳанинг қаршилиги — қўйилган кучланишнинг йўналишига боғлиқ. $P-n$ ўтишнинг вольтампер характеристикаси 22.6-расмда кўрсатилган, шунинг ўзида яримўтказгичли диод шартли тасвирланган. Тўғри кучланишга (графикда мусбат кучланиш) токни ўтказиш йўналиши, тескари кучланишга (графикда — манфий) — токни беркитиш йўналиши тўғри келади. Ҳар хил типли электр ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгичлар контактларидан транзисторлар — электрмагнит тебранишларни генераторини ва ўзгартириш (кучайтириш) учун мўлжалланган асбоблар қуришда фойдаланиш мумкин. Транзисторлар-вакуумли триодларнинг яримўтказгичли аналоглари (ўхшашликлари) ҳисобланади.

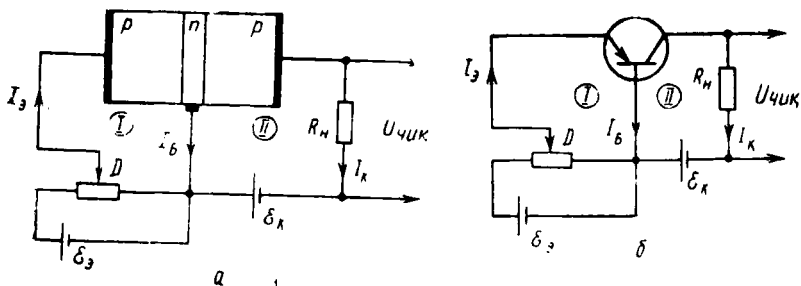
Ҳозирги вақтда биполяр транзисторлардан кўп фойдаланилади. Бундай транзисторлар икки хил ишорали ташувчилар — тешиклар ва электронлардан фойдаланади. Биполяр транзисторлар иккита $p-n$ ўтишдан иборат.



22.6-расм.



22.7-расм.



22.8-расм.

Тузилиш жиҳатидан яримўтказгичли пластинкаларда бундай ўтишлар — бир хил электрўтказувчанликка эга бўлган иккита соҳани ва бошқача учинчи соҳани яратиш натижасида ҳосил қилинади (22.7-расм, юқори қисмлар).

22.7-а расмда келтирилган транзистор $p-n-p$ типли *ясси транзистор* дейилади. Транзисторнинг марказий қисмини база — Б, четкиларини — тегишлича: *эмиттер* — Э ва *коллектор* — К дейилади. База, эмиттер ва коллекторга металл электродлар ёрдамида электр кучланишини улаш мумкин.

22.7-расмнинг пастки қисмида мос транзисторларнинг электр сxemаларидаги шартли белгилари тасвирланган. Эмиттернинг стрелкаси ток йўналишини кўрсатади; эмиттер ва база орасидаги $p-n$ ўтиш эмиттерли коллектор ва база орасидаги эса коллекторли дейилади.

Транзистор ишининг физик асосларини ва унинг электр сигналини кучайтириш қобилиятини $p-n-p$ транзистор ва 22.8-расмда келтирилган схема асосида кўриб чиқамиз (а-транзистор схематик равишда кўрсатилган, б — транзисторнинг қабул қилинган шартли тасвири).

Ток манбаи — ϵ эмиттерли занжир — I га уланган, у эмиттерли ўтишда тўғри кучланиш ҳосил қилади. Бу кучланиш $U_{кир}$ ни, кучланишни бўлгич — D дан фойдаланиб ўзгартириш мумкин. Коллекторли ўтишда ϵ_k — манба тескари кучланиш ҳосил қилади. $U_{кир}$ га нисбатан кучайган $U_{чик}$ кучланиш коллектор занжири — II даги, R_n — нагрузка резистордан олинади. Кириш ва чиқиш кучланиши базада умумий нуқтага эга бўлгани учун бу схемани *умумий базали (УБ) схема* дейилади.

Транзисторнинг иши кучланиш ва, шунингдек, эмиттер ўтишининг токи коллектор занжирининг токига таъсир кўрсатишига асосланган. Транзисторда содир бўладиган жараёнларни тушуниш учун $p-n$ ўтишда юз берадиган ҳодисаларнинг хусусиятларини эслаш кифоя.

Эмиттерли занжирда кучланиш бўлмаганда коллекторли занжирдаги ток кучи катта бўлмайди; чунки коллектор ва база орасидаги $p-n$ ўтиш беркитиш йўналишига мос келади. Эмиттер ва база оралиғида кучланиш ҳосил қилинса ва оширилса, унда эмиттер занжирида ток кучи ҳам ошиб боради. Тешикчалар базага тегиб, ундан

маълум миқдорда диффузияланиб, коллекторга келади. Коллектор занжирида ток кучи кўпаяди. Тешикларнинг $p-n$ ўтишдан олиб ўтилиши коллектор ва база орасида контакт потенциаллар айирмасини вужудга келтиради. Базада тешиклар электронлар билан қўшилиб, коллекторга етиб бормаслиги мумкин, бироқ базанинг қалинлиги ўн микрометргача кичрайтирилади ва тешикларнинг кўпчилиги коллекторга тушади. Шундай қилиб, эмиттер занжиридаги ток кучи коллекторли ўтишнинг қаршилигига таъсир кўрсатади.

Эмиттер деган ном қуйидаги фактни акс эттиради, яъни асосий ток ташувчилар (кўрилган мисолдаги — тешиклар) электроддан базага қандай бўлсада эмиттерланади. Ҳақиқатда эса эмиссия эмас, балки тешикларнинг инжекцияси* содир бўлади. Коллектор** деган ном шундай соҳага тегишлики, унинг вазифаси базадан заряд ташувчиларни чиқариб олиш ҳисобланади.

База мавжуд бўлган терминология бўйича шундай соҳаки, бу соҳага унинг учун асосий бўлмаган заряд ташувчиларни эмиттер билан инжекциялангизиради.

Занжирининг ҳар хил қисмларидаги токнинг йўналиши 22.8-расмда кўрсатилган. Токлар орасидаги муносабат етарли даражада содда:

$$I_э = I_к + I_б. \quad (22.5)$$

Базада ток кучи унча катта бўлмагани учун амалда $I_э \approx I_к$ деб олинади.

Шундай қилиб, (УБ) схема бўйича уланган транзистор ток кучини кучайтирмайди. Бироқ бу схемани ишлатиб кучланиш ва қувватни кучайтириш мумкин. Бунни тушунтирамиз.

Коллектор II контури учун Кирхгоф қондасига (ҳар қандай контурда манбалар Э.Ю.К. нинг йиғиндиси ундаги кучланиш тушишларининг йиғиндисига тенг) асосланиб қуйидагини ёзамиз:

$$\mathcal{E}_к = I_бR_1 + I_кR_к + I_кR_н, \quad (22.6)$$

бу ерда R_1 — база токи — $I_б$ оқиб ўтадиган контур қисмининг қаршилиги; $R_к$ — $I_к$ токка коллектор ўтишининг қаршилиги. Манбада кучланиш тушишини ҳисобга олмаймиз.

Базанинг ток кучи кичик бўлгани учун [(22.6) га қаранг]:

$$\mathcal{E}_к = I_кR_к + I_кR_н. \quad (22.7)$$

Бу коллектор занжиридаги манбанинг Э.Ю.К. коллекторли $p-n$ ўтишдаги ва нагрузка резисторидаги кучланиш тушишларининг

* «Эмиссия» терминини (лотинча emissio — чиқариш) физикада электрон эмиссияси — металлдан электронларни вакуумга ёки газга учиб чиқиши деб қабул қилинган. Инжекция (лотинча injectio — ичга ташлаш) ток ташувчиларни $p-n$ — ўтиш орқали кириши.

** Collector (лотинча) — йиғувчи.

Йиғиндисига тенглигини билдиради. Чиқиб кучланишининг коллектор контури параметрларига боғлиқлигини ҳисоблаб чиқиб қийин эмас. (22.7) дан

$$I_k = E_k / (R_n + R_k).$$

га эга бўламиз. Бу муносабатни чиқиб кучланиши учун ёзилган формулага қўямиз:

$$U_{\text{чик}} = I_k R_n = \frac{E_k R_n}{R_n + R_k} = \frac{E_k}{1 + R_k / R_n} \quad (22.8)$$

(22.8) дан кўринадики, $U_{\text{чик}}$ нинг ўзгариши қуйидаги чегарада бўлиши мумкин: холдан ($R_k \gg R_n$ бўлганда) то e_k гача ($R_k \ll R_n$ бўлганда). Демак, R_k нинг ўзгариши эмиттер занжирдаги ток кучининг ўзгаришига ва кириш кучланишининг ўзгаришига боғлиқ. Шунинг учун қуйидаги боғланиш ҳосил бўлади; $\Delta U_{\text{чик}} = f(\Delta U_{\text{кир}})$ маълум шароитларда бу боғланиш тўғри пропорционал бўлиши мумкин:

$$k = \frac{\Delta U_{\text{чик}}}{\Delta U_{\text{кир}}}, \quad (22.9)$$

бу ерда k — кучланиш бўйича кучайтириш коэффициентини.

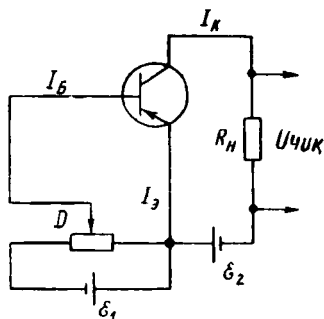
Транзисторнинг кучайтириш имкониятлари унинг хоссаларига ва тузилишига (материал, аралашманинг концентрацияси, базанинг ўлчамлари ва ҳоказо) боғлиқ бўлмасдан, кучайтириш каскадининг элементларига ҳам боғлиқ бўлади. Бироқ, шундай параметрларни ажратиш мумкинки, улар фақат транзисторнинг ўзигагина боғлиқ бўлади. Бундай параметрлардан, хусусан, УБ — схема учун ток бўйича статик кучайтириш коэффициенти (эмиттер токининг узатиш коэффициенти) ҳисобланади. У базанинг қалинлигига, ярим-ўтказгич материалнинг параметрига боғлиқ. Бу коэффициент коллектор — база кучланиши доимий бўлганда коллектор токи кичик ўзгаришининг бу ўзгаришни вужудга келтирувчи эмиттер ток кучининг ўзгаришига бўлган нисбатига тенг:

$$U_{\text{кб}} = \text{const.} \quad \alpha = \frac{\Delta I_k}{\Delta I_e}$$

$I_k \approx I_e$ бўлгани учун $\alpha \approx 1$ бўлади. Паст частоталарда α қуйидаги қийматларни олади: 0,95—0,998. Коллекторли $p-n$ ўтишда доимий кучланишни нагрузка резисторининг қисқа улаш билан вужудга келтириш мумкин. (22.7) дан агар манбанинг ички қаршпллиги кичик бўлса, бунда $U_{\text{кб}} \approx e_k$.

Чиқиб (кучайтирилиши керак бўлган) кучланиш ҳар доим эмиттер-база жуфтга берилади, бироқ бу эмиттер ва база орқали кириш токи оқиб ўтади деган маънони англатмайди, чунки коллектор занжирига ё эмиттер ёки база уланади. Кириш электр сигнали-

нинг ток кучи фақат эмиттерга кириш ўтказгичи улангандагина I_3 га тенг бўлади. Бу вариант УБ схемага мос келади. Шундай схемалар ҳам мавжудки, уларда фақат кириш сигналининг биттагина ўтказгичи базага уланади. Бу ҳолда электр сигналнинг киришдаги ток кучи I_6 га тенг бўлади. 22.9-расмда шундай схемалардан бири — умумий эмиттерли (УЭ) схема келтирилган. Бу схемада эмиттер кириш ва чиқиш учун умумий нуқта ҳисобланади. Транзистор ишининг физик асослари бу схемада ҳам сақланади, эмиттер токи коллекторли ўтишининг қаршилигига таъсир кўрсатади.



22.9-расм.

Бу схемада транзисторнинг кучайтириш хоссалари ток бўйича кучайтиришнинг статик коэффиценти орқали характерланади (УЭ схема учун — базанинг токни узатиш коэффиценти орқали). У коллектор-эмиттер кучланиши ўзгармас бўлгани ҳолда коллектор ток кучи кичик ўзгариши ΔI_k нинг уни келтириб чиқарувчи база ток кучи кичик ўзгариши ΔI_6 га нисбатига тенг:

$$\beta = \Delta I_k / \Delta I_6$$

($U_{кэ} \approx \text{const}$). Допмий кучланишни, масалан, нагрузка резисторини қисқа улаш билан ($R_n = 0$) яратиш мумкин. (УЭ) схемадаги ΔI_6 — кириш токининг ўзгаришига тегишли, ΔI_k эса чиқиш токининг ўзгаришига тегишли.

α ва β коэффицентлар транзисторга боғлиқ бўлиб эмиттер, коллектор ва база токлари орасида мавжуд бўлган боғланишни акс эттиради. Бу коэффицентлар орасидаги муносабатни ифодалаймиз. 22.5 дан $\Delta I_3 = \Delta I_k + \Delta I_6$ дейиш мумкин. Буни α учун формулага қўйсак:

$$\alpha = \frac{\Delta I_k}{\Delta I_3} = \frac{\Delta I_k}{\Delta I_k + \Delta I_6}$$

Сурат ва махراجини ΔI_6 га бўлиб:

$$\alpha = \frac{\Delta I_k / \Delta I_6}{\Delta I_k / \Delta I_6 + 1}$$

ни оламиз. $\beta = \Delta I_n / \Delta I_6$ бўлгани учун, у ҳолда:

$$\alpha = \beta / (\beta + 1), \beta = \alpha (1 - \alpha)$$

бўлади. Аввал белгиланишига кўра α 1 га яқин, демак $\beta \gg 1$. Масалан, $\alpha = 0,95$ бўлса, $\beta = 0,95 / (1 - 0,95) = 19$ бўлади.

Транзисторларни муайян кучайтиргич ва генератор схемаларида қўллаш учун транзисторларнинг характеристикалари деб, умумий ном олган тоқлар ва кучланишлар орасидаги боғланишларни

билиш керак. Кириш токининг кириш кучланишига боғланиши — кириш характеристикаси ва чиқиш токининг чиқиш кучланишига боғланиши чиқиш характеристикасини бир-бирдан ажратиш лозим. (УБ) схемаси бўйича уланган транзисторнинг статик характеристикаларини кўриб чиқамиз. Бундай характеристикалар 22.8-расмда тасвирланганга ўхшаш тузилмада олинади, ammo фақат эмиттерли эмас, балки коллекторли ўтишларда ҳам қутбларнинг ўзгариб қолганига қадар кучланишни ўзгартириш имконияти борлигини, шунингдек, ўлчов асбоблари — вольтметр ва амперметр бўлишини назарда тутиш керак. Характеристикалар доимий токда чиқиш занжирида нагрузка бўлмаганда ($R_n = 0$) олинади.

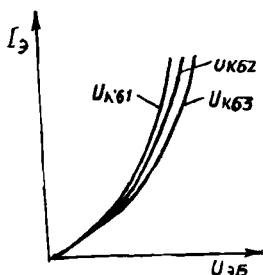
УБ схемада чиқиш токи бўлиб, эмиттер токи — $I_э$, кириш кучланиши бўлиб, $U_{эб}$ — эмиттер ва база орасидаги кучланиш ҳисобланади. Шунинг учун кириш характеристикаси қилиб $I_э = f(U_{эб})$ муносабат $U_{кб} = \text{const}$ бўлганда олинади, кириш характеристикаларининг тўплами 22.10-расмда тасвирланган.

Моҳияти жиҳатидан, бу $p-n$ ўтишнинг тўғри кучланиши учун вольт-ампер характеристикаларидир (22.6-расмга қаранг; $U > 0$). Аниқ айтганда, координат бошидан фақат битта характеристика ўтади ($U_{кб} > 0$ бўлганда), бироқ бундай мукамалликлар 22.10-расмда белгиланмаган. $U_{кб}$ нинг ҳар хил қийматларидаги характеристикалари етарли даражада бир-бирига яқин жойлашган, чунки коллекторли ўтиш эмиттер токига кам таъсир кўрсатади.

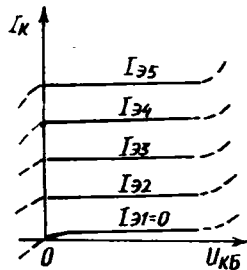
Чиқиш характеристикаларининг тўплами $I_к = f(U_{кб})$, $I_э = \text{const}$ ($I_{э5} > I_{э4} \dots > I_{э1}$ бўлганда) 22.11-расмда тасвирланган. Пастки эгри чизиқ ($I_э = 0$), $p-n$ ўтишнинг тескари кучланишининг вольт-ампер характеристикаси ҳисобланади (22.6-расмга қаранг, $U < 0$). Чиқиш характеристикалари аввал айтиб ўтилгандек, шунини тасдиқлайдики: $I_к \approx I_э$, $\alpha \approx 1$, $U_{кб}$ нинг ортиши билан $I_к$ секун-аста бирор қийматга (яъни бунда тешилиш юз бериши керак) эришгунча ўзгариб боради (характеристикадаги пунктир чизиқлар).

Транзисторнинг муҳим параметрларидан кириш ва чиқиш қаршиликлари ҳисобланади, улар Ом қонунига асосан қуйидагича аниқланади:

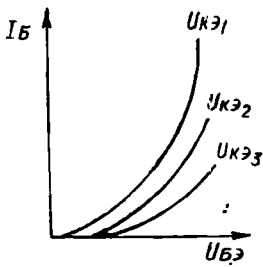
$$R_{кир} = \Delta U_{кб} / \Delta I_э \quad (U_{кб} = \text{const}), \quad R_{чиқ} = \Delta U_{кб} / \Delta I_к \quad (I_э = \text{const}).$$



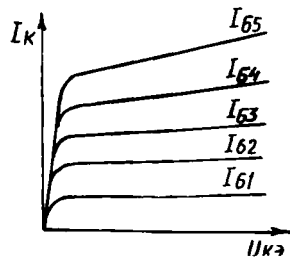
22.10-расм.



22.11-расм.



22.12-расм.



22.13-расм.

Бу қаршиликларни ҳосилла орқали масалан, қуйидагича ифода-
лаш мумкин:

$$R_{\text{кир}} = \frac{dU_{\text{БЭ}}}{dI_{\text{Б}}} = \frac{1}{dI_{\text{Б}}/dU_{\text{БЭ}}}$$

Геометрик жиҳатдан функциядан ҳосилла эгри чизиққа уринма қилиб ўтказилган тўғри чизиқнинг OX ўқ билан ҳосил қилган бурчак тангенсига тенг (бу мисолда $U_{\text{БЭ}}$ ўққа нисбатан), у ҳолда кир-
риш қаршилигини қуйидагича ёзиш ҳам мумкин: $R_{\text{кир}} = 1/\text{tg}\varphi$ бун-
да φ — эгри чизиққа (характеристика) уринманинг $U_{\text{БЭ}}$ ўққа нисба-
тан оғиш бурчаги ёки $R_{\text{кир}} = \text{ctg}\varphi$. Охириги формула график равиш-
да характеристикалардан транзисторнинг кириш қаршилигини то-
пишга имкон беради. Шунингдек, чиқиш характеристикаларидан
чиқиш қаршилигини топиш мумкин.

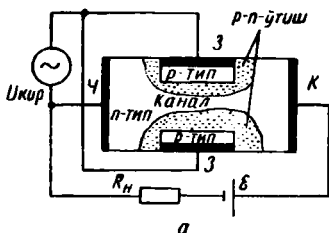
Транзисторнинг УЭ-схема учун статик характеристикалари
22.12-расмда (кириш) ва 22.13-расмда (чиқиш) келтирилган. Ки-
риш характеристикаси бўлиб, база токи — $I_{\text{Б}}$ нинг, база-эмиттер
кучланиши $U_{\text{БЭ}}$ га боғлиқлиги ҳисобланади: $I_{\text{Б}} = f(U_{\text{БЭ}})$, $U_{\text{КЭ}} =$
 $= \text{const}$ бўлганда ($U_{\text{КЭ1}} > U_{\text{КЭ2}} > U_{\text{КЭ3}}$).

Чиқиш характеристикаларини $I_{\text{К}} = f(U_{\text{КЭ}})$ боғланиш ифодалай-
ди, база токи доимий бўлганда ($I_{\text{Б}} = \text{const}$, $I_{\text{Б5}} > I_{\text{Б4}} > \dots > I_{\text{Б1}}$)
Аввал кўриб ўтилганга ўхшаш кириш характеристикаларидан гра-
фик равишда УЭ схема учун транзисторнинг кириш қаршилигини
чиқиш характеристикалардан — чиқиш қаршилигини ва база токи-
нинг ўтказиш коэффициенти β ни топиш мумкин.

Икки қутбли транзисторнинг ташқи кўрпиниши 22.14-расмда
тасвирланган. Транзисторларнинг бундан кейинги мукамаллашти-
рилиши дала транзисторининг яратилишига олиб келди, улар ҳозир-
ги вақтда турли вариантларда кўрсатилади. Бошқарувчи $p-n$
ўтишли дала транзисторини кўриб чиқамиз. Бундай транзистор-
нинг асосий иш принципи — бу кириш занжирининг электр май-
дони билан («дала» — термини шундан келиб чиқади) чиқиш зан-
жирининг токи оқиб ўтувчи ярим ўтказгич каналининг кенглигига
таъсир этиш. n — типли ярим ўтказгичга, унинг кесми 22.15-а
расмда кўрсатилган, электродлар уланган (Ч) чиқиш, (К) — ки-



22.14-расм.



22.15-расм.

риш, Ч—К занжирига доимий кучланиш манбаи — ϵ ва нагрузка резистори R_n уланган. Асосий яримўтказгич жисмига p типли яримўтказгич монтаж қилинган, унга ҳам электрод уланган бўлиб, уни затвор 3 дейилади. Ҳар хил механизмли ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгичларнинг чегарасида $p-n$ ўтиш ҳосил бўлади — ташувчилари камайиб кетган соҳа. У шунинг учун катта қаршиликка эга бўлади. $p-n$ ўтишининг кенглиги электр майдонга боғлиқ бўлгани учун $U_{кир}$ — чиқиш ва затвор орасидаги кучланишни ўзгартириб, чиқиш ва кириш орасидаги ток оқиб ўтадиган каналнинг кенглигини ўзгартириш мумкин. Шундай қилиб, кириш кучланишининг резистор R_n дан олинадиган чиқиш кучланишига таъсири амалга оширилади. Дала транзисторлари катта кириш қаршиликка эга, шунинг учун биопотенциалларни кучайтиришда қаршиликларни мослаш масалалари улар учун осон ҳал бўлади (параграф 22.5-га қаранг).

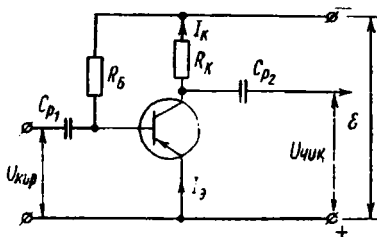
Кўриб чиқилган типдаги дала транзисторининг шартли белгиси 22.15-б расмда келтирилган. 22.15-в расмда шундай, лекин p -типли яримўтказгич асосида қурилган дала транзисторининг шартли белгиси келтирилган.

Натижада УЭ ли кучайтиргич каскадининг аниқ схемасининг хусусиятларини кўриб чиқамиз (22.16-расм). Расмдан кўринишича, чиқишдаги кучайтирилган кучланиш

$$U_{чиқ} = \mathcal{E} - I_K R_K, \quad (22.10)$$

га тенг, бу ерда \mathcal{E} — таъминлаш манбаининг ЭЮК, I_K — коллектор занжиридаги ток кучи; R_K — коллектор занжиридаги резисторнинг қаршилиги.

Ўзгарувчан кириш сигнали эмиттерли ўтишга уланган ва у коллекторнинг ток кучига, шунингдек коллектор занжиридаги резисторнинг кучланиш тушишига таъсир этади.



22.16-расм.

Шундай қилиб, чиқиш кучланиши [(22.10) га қаранг] кириш кучланишининг ўзгаришига мос равишда ўзгаради. Ажратгич конденсатор — C_{p1} база ток кучининг ўзгармас ташкил этувчисини кириш кучланиши манбадан ўтиб кетишига йўл қўймайди, конденсатор — C_{p2} чпқишга фақат ўзгарувчан ташкил этувчисини филтёрлаб беради.

Чиқиш ва кириш кучланишлари орасидаги тўғри пропорционаллик боғланишини олиш учун амплитуда характеристикадаги A ишчи нуқтанинг шундай ҳолатини танлаб олиш керакки (22.2-расмга қаранг) кириш ва чиқиш кучланишларининг ўзгариши бу характеристиканинг чиқиш қисми оралиғида бўлсин. Ишчи нуқтани ҳисоблашда 22.12- ва 22.13-расмда келтирилган характеристикалардан фойдаланилади. База занжирдаги R_6 резистор (22.10-расмга қаранг) буving учун керакли иш режимини таъминлашга имкон беради.

22.5-§. БИОЭЛЕКТРИК СИГНАЛЛАРНИ КУЧАЙТИРИШ

Генератор датчигининг чпқишида яратилган биоэлектрик сигнални ёки сигнални тўғридан-тўғри ўлчаш қийин бажарилувчи масалалардан ҳисобланади, чунки бу сигналлар одатда жуда кичик бўлади. Мана шунинг учун структур схемада (21.1-расмга қаранг) иккинчи элемент қилиб электр сигналларининг кучайтиргичи кўрсатилган (21.1-расмга қаранг).

Аниқлаштириш мақсадида медико-биологик электр сигналларини кучайтириш хусусиятларини биоэлектрик сигналлар мисолида кўрсатиб берамиз, яъни шундай сигналларки, улар биологик объектлардан электродлар ёрдамида олинади.

Биопотенциаллар кучайтиргичларининг ўзига хослиги бу ҳар хил кўринишидаги электр тебранишларининг қуйидаги асосий хусусиятлари билан аниқланади; 1) биологик системанинг ички қаршилиги электродлар қаршилиги билан биргаликда одатда жуда юқори; 2) биопотенциаллар — секин ўзгарувчан сигналлар; 3) биопотенциаллар — кучсиз сигналлардир.

Бу саволларни батафсилроқ кўриб чиқамиз. 21.2-параграфда электрод-тери ўтиш қаршилигининг биоэлектрик сигнални схеманинг кейинги элементи орқали олиб ўтилишидаги аҳамиятини қайд қилиб ўтилган эди. Бироқ бу савол билан қаршилликлар муаммоси чегараланмайди, сигнални кучайтиришда R_i ва $R_{кир}$ қаршилликларининг муносабатларини ҳисобга олиш лозим (21.1 га қаранг). Кучайтиргичнинг кириш занжирининг қаршилигини ва биологик системанинг чиқиш қаршилигини мослаб олиш зарур дейлади.

Тўла импедансларни мослаш масаласи анчагина мураккабдир. Уни электр схемасининг ўзаро таъсирда бўлган элементларининг фақатгина иккита хусусиятлари орқали кўрсатиб берамиз.

Агар масаланинг фақат радиотехник томонини ҳисобга олсак, у ҳолда кучайтиргичнинг киришига тебранишларни кучайтирувчи манбадан максимал қувватни бериш керак бўлади. Буни манбанинг ички қаршилиги ва сарфловчининг қаршилигини тенглиги асосида

Тескари боғланишли* кучайтиргичнинг кучайтириш коэффициентини ҳисоблаймиз (22.1-параграфга қаранг). Қуйидаги нисбатни

$$\beta = U_{тб} / U_{чик} \quad (22.12)$$

тескари боғланиш занжирининг узатиш коэффициенти деб атаймиз ёки

$$U_{т.б} = \beta U_{чик}$$

Тескари боғланишли схеманинг кучайтириш коэффициенти — $R_{боғ}$ чиқиш кучланишининг $U_{чик}$ — сигнал манбаининг кучланиши — U_r га нисбатига тенг:

$$k_{боғ} = \frac{U_{чик}}{U_r} \quad (22.13)$$

Кучайтиргичнинг киришидаги қучланиши (22.18-расм):

$$U_{кир} = U_r + U_{тб} \quad (22.14)$$

га тенг ёки:

$$U_{кир} = U_r + \beta U_{чик} \quad (22.15)$$

бундан

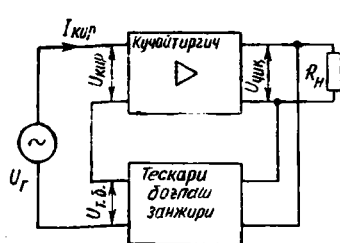
$$U_r = U_{кир} - \beta U_{чик} \quad (22.16)$$

(22.16) ни (22.13) га қўйсак,

$$k_{боғ} = U_{чик} / (U_{кир} - \beta U_{чик}).$$

Бу муносабатнинг сурат ва махражини $U_{кир}$ га бўлсак:

$$R_{боғ} = \frac{U_{чик} / U_{кир}}{1 - \beta U_{чик} / U_{кир}} \quad (22.17)$$



22.18-расм.

$k = U_{чик} / U_{кир}$ нисбат тескари боғланиш занжирга эга бўлмаган кучайтиргичнинг кучланиш бўйича кучайтириш коэффициенти ҳисобланади.

$$k_{боғ} = \frac{k}{(1 - \beta k)} \quad (22.18)$$

га эга бўламиз.

Кучайтириш коэффициентлари муносабат қийматларни сақлаб қо-

* Бу ерда содалаштириш учун ҳар хил кучланишлар орасидаги фазовий муносабатлар кўриб чиқилмайди.

лиши учун (22.18) формуланинг махражи модул бўйича олинган. (22.18) муносабатни анализ қилиб кўрамиз. Агар $|1 - \beta k| > 1$ бўлса, у ҳолда $k_{\text{эф}} < k$ бўлади. Бу $\beta < 0$ бўлганда ўринли, чунки, k ҳар доим мусбат. Бу ҳолда схеманинг кучайтириш имкониятларини камайтирувчи манфий тескари боғлаш амалга оширилади.

Физик нуқтан назардан бундай бўлишга сабаб шуки, тескари боғланиш кучланиши кучайтиргичнинг киришига бериладиган кучланишни сусайтиради. $|1 - \beta k| < 1$ бўлганда $k_{\text{эф}} > k$, $\beta > 0$ тескари боғланиш мусбат бўлади.

Агар $|1 - \beta k| \rightarrow 0$ бўлса, у ҳолда $k_{\text{эф}} \rightarrow \infty$ (22.13) дан $U_{\text{чик}}$ берилганда $U_r \rightarrow 0$ электр сигнал манбаининг кучланиши нолга тенг. Бундай схема ташқи тебраниш манбаисиз, яъни тескари боғланишли генератор (кучайтиргич эмас) сифатида ишлаши мумкин.

(22.18) дан келиб чиқувчи учала натижа амалётда учрайди, бироқ тиббиёт электроникаси учун манфий тескари боғланишли кучайтиргич алоҳида қизиқиш уйғотади. (22.18) ни дифференциаллаб,

$$dk_{\text{эф}} = \frac{(1 - \beta k) + \beta k}{(1 - \beta k)^2} dk = \frac{dk}{(1 - \beta k)^2}. \quad (22.19)$$

(22.19) ни (22.18) га бўлиб,

$$\frac{dk_{\text{эф}}}{k_{\text{эф}}} = \frac{1}{1 - \beta k} \frac{dk}{k}. \quad (22.20)$$

ни тонамиз.

(22.20) муносабат ушбу хулосага олиб келади: агар $|1 - \beta k| > 1$ (манфий тескари боғланиш) бўлса, у ҳолда тескари боғланишли схеманинг кучайтириш коэффициентининг нисбий ўзгариши асл кучайтиргичнинг кучайтириш коэффициентининг нисбий ўзгаришидан $1 - \beta k$ марта кичик:

$$\frac{dk_{\text{эф}}}{k_{\text{эф}}} < \frac{dk}{k}.$$

Бу манфий тескари боғланишли кучайтиргичнинг ўта барқарорлигини, унинг ташқи таъсирга боғлиқ эмаслигини билдиради. Айтаганларни миқдорий мисоллар билан тасвирлаб берамиз. Кучайтириш коэффициенти $k = 100$ тескари боғланиш занжирининг узатиш коэффициенти $\beta = 0,01$ бўлсин. Бу қийматларни (22.18) га қўйсақ,

$$k_{\text{эф}} = \frac{100}{1 - (-0,1) \cdot 100} = \frac{100}{11} \approx 9,1.$$

га эга бўламиз.

Агар қандайдир сабабларга кўра кучайтиргичнинг кучайтириш коэффициенти 20% га камайган бўлиб $k_1 = 80$ га тенг бўлса, у ҳолда тескари боғланишли кучайтиргич схемасининг янги кучайтириш коэффициенти қиймати

$$k_{\text{боғ}} = \frac{80}{1 - (-0,1) \cdot 80} = \frac{80}{9} \approx 8,9.$$

бўлади. $k_{\text{боғ}}$ нинг камайиши ҳаммаси бўлиб

$$\frac{9,1 - 8,9}{9,1} \cdot 100\% \approx 2,2\% (!),$$

чиқди, гарчи манфий тескари боғланишли схеманинг кучайтириш имкониятлари, асл кучайтиргичнинг кучайтириш имкониятларидан кичик бўлса ҳам, кетма-кет тескари боғланишни ўз ичига олган кучайтиргичнинг кириш қаршилиги Ом қонунига мувофиқ

$$R_{\text{кир.боғ}} = U_r / I_{\text{кир}}$$

га тенг. (22.16) дан фойдаланиб,

$$R_{\text{кир.боғ}} = \frac{U_{\text{кир}} - \beta U_{\text{чиқ}}}{I_{\text{кир}}} = R_{\text{кир}} (1 - \beta k), \quad (22.21)$$

ни ҳосил қиламиз. Бу ерда $R_{\text{кир}} = U_{\text{кир}} / I_{\text{кир}}$ асл кучайтиргичнинг кириш қаршилиги. Манфий тескари боғланишда ($\beta < 0$) $R_{\text{кир.боғ}} > R_{\text{кир}}$ «чуқур» юз фоизли манфий тескари боғланишда ($\beta = -1$) $R_{\text{кир.боғ}} = R_{\text{кир}} (1 + k)$ га эга бўламиз. k нинг катта қийматларида

$$R_{\text{кир.боғ}} \gg R_{\text{кир}}.$$

Манфий тескари боғланишли кучайтиргичларнинг икки хусусияти (ташқи таассуротларга барқарорлиги ва катта кириш қаршилиги) тиббиёт электроникаси мақсадларида шундай тузилмалардан фойдаланишга имкон беради. Юз фоизли манфий тескари боғланишли кучайтиргич *такрорлагич* деб аталади. Улар оралиқ кучайтиргичлари сифатида ишлатилади (олд кучайтиргичлар) ва биологик система билан асосий кучайтиргич оралиғига қаршиликларни мослаш учун жойлаштирилади. Такрорлагичнинг катта кириш қаршилиги ўлчанувчи объектнинг катта қаршилиги билан мослашади. Такрорлагичнинг кичик чиқиш қаршилиги кейинги — асосий кучайтиргичнинг кичик кириш қаршилиги билан мосланади. Шу сабабли такрорлагичлар *тўлиқ қаршиликнинг трансформаторлари* деб ҳам аталади.

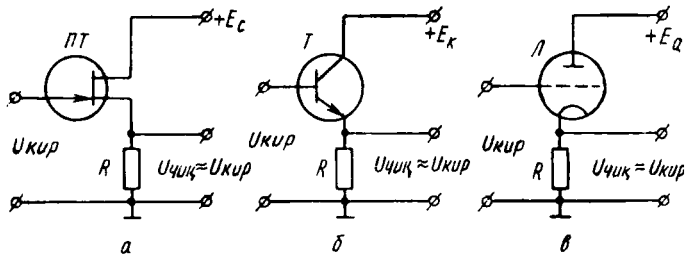
(22.18) дан ($\beta = -1$) такрорлагичлар учун

$$k_{\text{боғ}} = k / (1 + k);$$

келиб чиқади, демак, $k \gg 1$ бўлганда $k \approx 1$. Амалиётда $k_{\text{боғ}}$ тахминан 0,95—0,99 га тенг. Шу қийматларда (22.13) дан $U_{\text{чиқ}} \approx U_r$ га эга бўламиз. Бу ҳолда кириш ва чиқиш кучланишларнинг фазаларини ҳам бир хил бўлади. Бундан *такрорлагич* аниқроғи *кучланиш такрорлагичи* деган тушунча келиб чиқади.

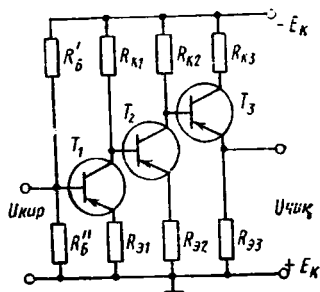
Такрорлагичнинг ишлаши унда фойдаланиладиган электрон тузилманинг турига боғлиқ. Уч турли такрорлагичлар мавжуд: *чи-*

қиш — майдонли транзисторларда (22.19-а расм); эмиттерли — икки қутбли транзисторларда (22.19-б расм); катодли — электрон лампаларда (22.19-в расм). Такрорлагичнинг номи занжирнинг номи билан боғлиқ (занжирнинг ўзи электрон тузилманинг элементи бўйича аталади), унга нагрузка резистори R (чиқиш эмиттерли ёки катодли занжир) уланган. Бундай ҳолларнинг барчасида чиқиш кучланиши — R резистордаги кучланиш тўлиқ (юз фонз) кириш занжирга келади.

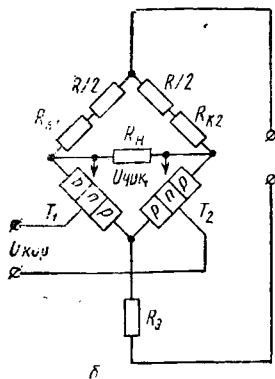
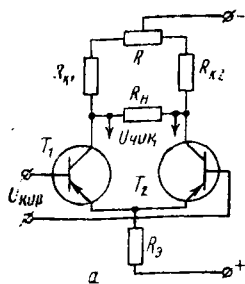


22.19-расм.

Ўзгармас ток кучайтиргичлари. Дифференциал каскад. Биопотенциалларни кучайтириш учун шундай кучайтиргичлар керакки улар ўтказиш соҳаси паст чегарага $\omega = 0$ эга бўлсин. Бундай кўринишдаги кучайтиргичлар ток кучини ёки кучланишни кучайтиришидан қатъий назар *ўзгармас ток кучайтиргичи* деб аталади. Кучайтиргичлар схемаларидаги транзисторларнинг ишлатилиш имкониятларини анализ қилиб (22.4-6 га қаранг) ўйлаш мумкинки, (секин-аста ўзгарадиган сигналларни ва ўзгармас ток сигналларини кучайтириш ўзгарувчан сигнални кучайтиришдан фарқ қилмайди. Ҳақиқатан ҳам, транзисторлар ишининг физик асосларини, кучайтиргичлар каби тушунтиришни, ўзгармас ток учун ҳам бериш мумкин бўлар эди. Бироқ манфий тескари боғланишли [22.16-расмда тасвирлангани каби] схемалар юқори бўлмаган кучайтириш коэффициентига эга бўлиб, битта каскаддан фойдаланиш қийинчилик туғдирар эди. Шунинг учун бир қатор каскадлардан фойдаланишга тўғри келади, бу эса секин ўзгарувчан сигналларни кучайтиришда алоҳида қийинчилик вужудга келтирди. Чунки ўзгармас ток кучайтиргичида каскадлар ўзгармас токда ўз функциясини бажармайдиган реактив элементларсиз (конденсаторлар, трансформаторлар) уланishi керак бўлади. Уланishi ўтказгич симлар орқали амалга оширилиши керак — гальваник боғланиш (22.20-расм). Бироқ бундай боғланишда каскаднинг чиқишидаги кучланиш ёки ток кучининг секин, тасодифий ўзгаришлари (дрейф) кейинги каскадлар томонидан кучайиб боради, бу эса маълумотнинг бузилишига олиб келади.



22.20-расм.



22.21-расм.

Дрейфнинг сабабчиси кучайтиргич элементларини эскириши, температуранинг таъсири, кучланиш манбаининг барқарор эмаслиги ва бошқалар бўлиши мумкин. Шундай қилиб, тўғридан-тўғри кучайтиришда ҳар бир каскадда ва энг аввал киришда дрейфни камаййтиришга интилиш зарур.

Дрейфни камаййтириш усулларидан бири дифференциал каскаддан фойдаланиш ҳисобланади, унинг оддий схемаси 22.21-а расмда тасвирланган. Бу ерда T_1 ва T_2 — иккита бир хил транзистор; R_{K1} ва R_{K2} — коллекторлар занжирларидаги резисторлар; R_E эмиттерлар занжиридаги резистор; R — схемани сошлаш учун ўзгарувчан резистор; R_N — чиқиш кучланиши $U_{чик}$ ни олиш учун нағрузка резистори. Кириш кучланиши $U_{квр}$ транзисторларнинг базаларига берилади. Расмда келтирилган схема, аслда кўприк ҳисобланади. Бу тушунарли бўлиши учун, уни шунга ўхшаш схемалар учун қабул қилинадиган қуйидаги кўринишда тасаввур этамиз (22.21-б расм):

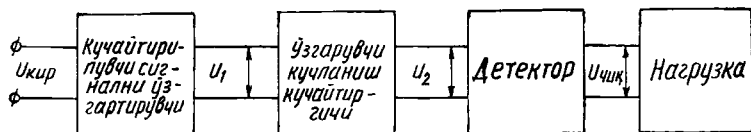
R — қаршилиқни иккита елкага «бўлиб юборамиз», T_1 ва T_2 — транзисторларни ҳар хил механизмли электр ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгичларнинг кетма-кет

уланishi сифатида тасаввур этамиз. Кўприкнинг битта диагоналига таъминлаш манбаи уланган, бошқасига нағрузка резистори — R уланган.

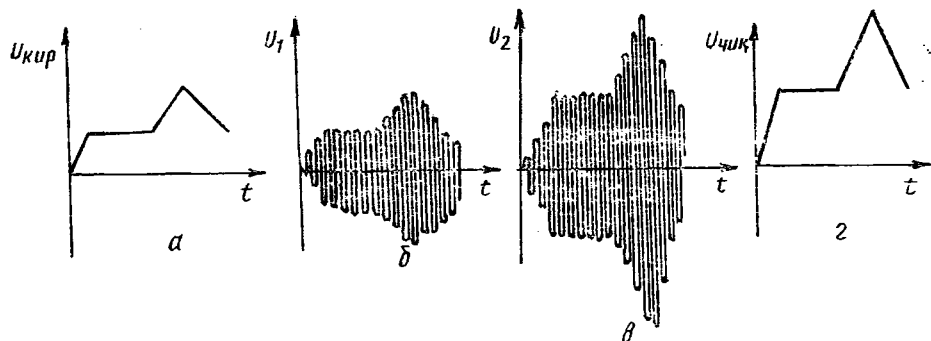
Қуйидаги шарт бажарилса, кўприк мувозанатда бўлади:

$$\frac{R_{K1} + R/2}{R_{K2} + R/2} = \frac{R_{T1}}{R_{T2}}, \quad (22.22)$$

бу ерда R_{T1} ва R_{T2} — тегишлича биринчи ва иккинчи транзисторларнинг қаршилиги. Бундай идеал ҳолда ток R_N диагонал бўйича ўтмайди ва $U_{чик} = 0$. Кучланиш манбаининг мумкин бўлган ўзгаришлари ёки транзисторлар хоссаларининг температура таъсирида ва вақт бўйича бир хил ўзгариши кўприкнинг мувозанатини бузмайди, резистор R_N орқали токнинг пайдо бўлишига сабаб бўлмай-



22.22-расм.



22.23-расм.

ди. Одий ўзгармас ток кучайтиргичда шунга ўхшаш барча таъсирлар албатта дрейфга олиб келар эди.

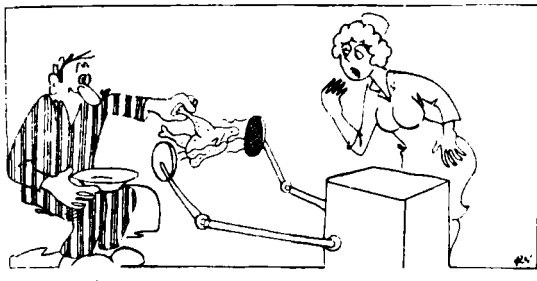
Кириш сигнали кўприкнинг мувозанатини бузади, чунки ҳар хил транзисторлар базаларининг потенциаллари ҳар хил бўлиб қолади ва R_{T1} ва R_{T2} лар ўзгаради. (22.22) шарт бузилади ва мувозанатда бўлмаган кўприкнинг R_n диагоналида ток ҳосил бўлади. Чиқишдаги кучайтирилган кучланиш базаларда кириш потенциаллари фарқига пропорционал бўлади, шунинг учун бундай кучайтиргич каскади *дифференциал каскад* дейилади.

Идеал мувозанатлаш бўлмаслиги тўғрисида, дифференциал каскадга ҳам катта бўлмаган дрейф бўлади. Схеманинг мувозанати ўзгарувчан резистор — R_n ни созлаш билан яхшиланади.

Агар секин ўзгарадиган кучайтирувчи сигнални амплитудаси бу сигналга пропорционал бўлган ўзгарувчи кучланишга алмаштириладиган бўлса, бу ва қатор бошқа қийинчиликлардан қутулиш мумкин. Шундай кучайтиргичнинг тузилиш схемасини кўриб чиқиш билан чегараланамиз (22.22-расм). Аввал кучайтирилувчи кучланиш (22.23-а расм) амплитудаси вақт давомида кирувчи сигналга пропорционал бўлган тебранишларга айлантирилади (22.23-б расм). Сўнгра алмаштириш натижасида олинган кучланиш паст частота кучайтиргичда керак бўлган қийматгача кўтарилади (22.23-в расм). Паст частотали кучайтиргич сифатида, масалан, резисторли кучайтиргичдан (22.4-§ га қаранг) фойдаланилади. Кейинчалик бу кучланиш чиқишда букилувчан тебранишларни (электр импульсларни) олиш учун детектирланади (тўғриланади). Шундай қилиб, кучайтиргичнинг чиқишида кирувчи кучланишга пропорционал, лекин ундан анча ошиб кетган кучланиш ҳосил қилиш мумкин (22.23-г расм).

Бундай типдаги кучайтиргичлар юқори стабиллиги, кичик дрейфи ва бошқа афзалликлари билан фарқланади. Албатта, ўзгармас ток кучайтиргичларининг юқорида кўрсатилган схемаларидан бошқа, сифат жиҳатидан анча яхшироқ кўрсаткичларга эга бўлган яна қатор мураккаб тузилмалари мавжуддир.

Генераторлар



Ўзгармас кучланиш манбалари энергиясини ҳар хил шаклдаги электрмагнит тебранишлари энергиясига айлантириб берувчи тузилмалар *генераторлар* (электрон генераторлар) деб аталади. Тиббиётда ишлатиладиган аппаратларнинг катта группаси конструктив жиҳатдан ҳар хил электрмагнит тебранишлари генераторлари ҳисобланади. Бу бобда генераторлар билан бир қаторда *электрон осциллографнинг* тузилиши билан ҳам танишиб ўтамиз.

23.1-§. ЭЛЕКТР ТЕБРАНИШЛАР ГЕНЕРАТОРЛАРИНИНГ ТУРЛАРИ

Ишлаш принципига қўра генераторлар ўз-ўзидан уйғонувчи (автогебранма системалар ёки автогенераторлар) ва моҳияти жиҳатидан юқори частотали қувват кучайтиргичлари бўлган, ташқаридан уйғонувчи генераторларга бўлинади.

Радиотехника масалаларни ечишда қўлланилувчи генераторларнинг кўпчилиги ўзи уйғонувчи генераторлар ҳисобланади; уларни гармоник (синусодал) тебранишли генераторларга ва импульс (релаксацион) тебранишли генераторларга ажратилади.

Генераторнинг техник асоси вакуумли тузилмалар (электрон лампалар), газ тўлдирилган (газразряд) лампалар, яримўтказгичли элементлар ва интеграл схемалар бўлиши мумкин. Иккита кейинги тушунча ягона терминга бирлашади — «қаттиқ жисм»ли тузилмалар, бу физик тушунча «қаттиқ жисм» дан келиб чиққан. Албатта, бу умумийликда қаттиқ жисмнинг механик эмас, балки электр хоссалари назарда тутилган. Шундай қилиб, «қаттиқ жисмли генератор» тушунчаси вужудга келди.

Шунингдек генераторлар тебранишлар частотаси ва қувватига қараб ҳам ажратилади. Тиббиётда электрон генераторлардан қуйидаги учта асосий соҳада фойдаланилади.

- *физиотерапевтик электрон аппаратларда;*
- *электрон стимуляторларда;*
- *алоҳида диагностика асбобларда (масалан, реографда).*

23.2-§. ТРАНЗИСТОРЛИ ГАРМОНИК ТЕБРАНИШЛАР ГЕНЕРАТОРИ

Транзисторли генераторнинг ишлаш қонуниятини кўриб чиқамиз (23.1-расм), унда синусовий тебранишларга яқин бўлган автотебранишлар ҳосил бўлади. Бундай генераторнинг ишлаши қонуниятини тушуниш учун автотебранма системасининг структур масмасини эслаш мақсадга мувофиқдир (7.19-расмга қаранг). $L_k C_k$ — тебраниш контури коллектор занжирида жойлашган. L_k билан индуктив боғланган $L_{гБ}$ галтак тескари боғланиш ролини ўйнайди. ε — батарея энергия манбаи хизматини бажаради. Контурга керак моментда энергия ўтказувчи «клапан» сифатида транзистор ишлатилади.

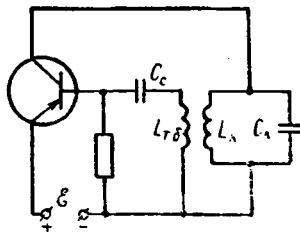
Схемани улаш пайтида тебраниш контурида тасодифий кичик тебранишлар пайдо бўлади. Индуктив тескари боғланиш ҳисобига бу тебранишлар базага, аниқроғи эмиттер ва база ораллигидаги $p-n$ ўтишга узатилади ва кучайтирилади (22.4-§ а га қаранг). Транзистор томонидан кучайтирилган тебранишлар коллектор занжири орқали тебраниш контурига ундаги мавжуд тебранишларга резонанслантирилиб берилади ва тебранишлар амплитудаси катталашади. Албатта, контурдаги тебранишлар билан база кучланишининг ўзгарishi орасида муайян фазовий мuposабатлар бўлган ҳолдагина шундай бўлади.

Тескари боғланиш мусбат бўлиши керак. Агар $L_{гБ}$ ўрамнинг учлари алмаштирилса, у ҳолда кутилган натижага эришилмайди: схемани улаш пайтида ҳосил бўлган тасодифий тоқлар ҳисобига контурдаги кичик тебранишлар транзистор томонидан сўндирилади.

22.5-§ да (22.8) формулани анализ қилишда мусбат тескари боғланишни ўз ичига олган кучайтиргич — генератор бўлиши мумкин деб айтган эдик. Генератор (23.1-расм) ни кучайтиргич (22-8-6 расм) билан солиштирамиз. У ёки бу ҳолда ҳам кучайтирилувчи сигнал эмиттер ва база ораллигига берилади ва коллектор базада кучайтирилган сигнал олинади. Генератор ҳолда кучайтирилган сигнал индуктив боғланиш орқали қисман яна эмиттер — базага тушади.

Тебранишлар амплитудасининг катталашishi чексиз давом эта олмайди. Биринчидан, муайян чекли энергия манбаи бўлиши, — батарея чексиз амплитудали тебранишларни таъминлай олмайди. Иккинчидан, амплитудавий характеристиканинг (22.2-расмга қаранг) чизиқли қисми чекланган бўлиб, чизиқли қисмидан чиқиб кетishi кучайтириш коэффициентини камайishi билдиради (расмда штрихланган чизиқлар).

Шундай қилиб, жараён гармоник шаклга яқин бўлган даврийдир. Схема частотаси $L_k C_k$ контурнинг хусусий тебранишлари частотасига тенг бўлган тебранишларни генерациялайди. Контур параметр-



23.1-расм.

лари — индуктивлик ва сифимни ўзгартириб бу частотани ўзгартириш мумкин. Конструктив фикрларга биноан сифим — C_k ни ўзгарувчан қилиш қулай. Схема элементлари R_6 ва C_6 ишчи нуқтанинг оптимал ҳолатини таълаш учун базада керакли «спл-жиш» кучланишини ҳосил қилиш учун хизмат қилади (22.2-расм-га қаранг, графикдаги A нуқта).

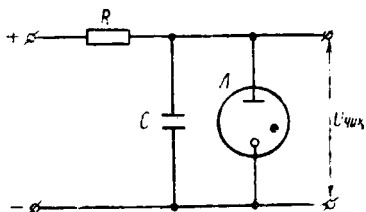
23.3-§. ИМПУЛЬСЛИ (РЕЛАКСАЦИОН) ТЕБРАНШЛАР ГЕНЕРАТОРЛАРИ

Релаксацион тебраншлар генераторларининг кўп вариантлари ичидан энг содаларидан иккитасини кўриб чиқамиз. Схемалардан бири (23.2-расм) — неон лампа L — ишлатилган ҳолдаги генератор. Бундай лампалар кучланишининг қатъий маълум қиймати U да ёниб, камроқ кучланиш U_y да ўчади. Жараён конденсатор C нинг зарядланишидан бошланади.

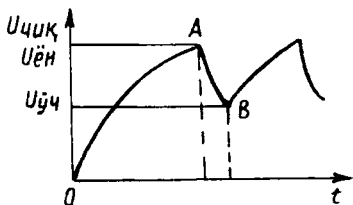
Чиқини кучланишининг вақт билан боғлиқлик графигида (23.3-расм) буносқич (18.20) тенгламага жавоб берувчи кесма OA билан кўрсатилган. A нуқтада конденсаторлардаги кучланиш неон лампа ичидаги газни ионлашга етарли бўлган U_e қийматга эришади, лампа ёнади ва лампа орқали конденсатор зарядсизланади (18.9-§ га қаранг). B нуқтада лампа кучланиши U_y га тенглашади, лампа ўчади ва унинг қаршилиги анча ошиб кетади. Конденсатор яна зарядсизланади ва жараён такрорланади.

(18.20) дан кўринадики, R ва C параметрларни ўзгартириб, бундай схемада кучланиш ортишининг тезлигини ўзгартириш мумкин. Шундай қилиб, қаршилиқни катталаштириш T — вақтнинг катталашинишга олиб келади, OM қисм қияланади. AB қисмда кучланишининг пасайиши неон лампа зарядсизланган вақтда юзага келади, шунингдек унинг харақтеристикасига боғлиқ бўлади.

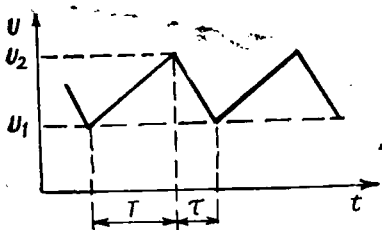
Схема параметрларни танлаб олиб (23.4-расмдаги) реал графигни, идеал аррасимон кучланиш деб аталувчи (23.4-расм) графикка яқинлаштириш мумкин. Бу кучланишининг вақт билан боғлиқлик графиги арра тишларни эслатади. T — вақт оралиғида кучланиш U_1 дан U_2 гача чизиқли ортади, сўнгра t вақтда u минимал қийматгача чизиқли камаяди. Вақт давомида токнинг чизиқли ўсишига каттароқ аниқликда яқинлашиш талаб қилинадиган ерда мураккаброқ схемалардан фойдаланилади. Аррасимон кучланиш-



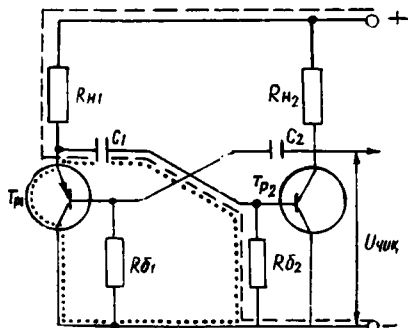
23.2-расм.



23.3-расм.



23.4-расм.



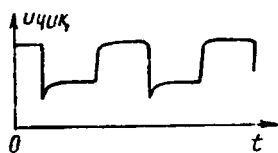
23.5-расм.

дан электрон осциллографнинг ёйилмасида фойдаланилади (23.4-§ га қаранг).

Мульти vibrator *релаксацион тебраниш* генератори ҳисобланади. Унинг схемаси 23.5-расмда тасвирланган. Бу схеманинг ишини тушуниш учун базанинг қучланишига боғлиқ ҳолда транзисторнинг токни ўтказиши ёки ўтказмаслиги хусусиятини қисқача эслатиб ўтамиз. Резистор — $R_{б1}$ биринчи транзисторнинг коллектор — база $p-n$ ўтишига параллел уланган. Агар шундай резистор орқали ток «юқоридан пастга» оқиб ўтса, у ҳолда транзистор базасининг потенциали коллекторнинг потенциалидан катта бўлади. Бу транзисторнинг электр ўтказувчанлигини оширади ва у орқали ток эмиттердан коллекторга ўта олиши мумкин. Резистор $R_{б1}$ орқали ток қарама-қарши томонга оқса, яъни «пастдан юқорига» базанинг потенциали коллекторнинг потенциалидан кичик бўлади ва транзистор беркилиб қолади.

Осонроқ тушуниш учун қуйидагича фикр юритамиз: транзистор — T_1 берк манба C_1 — конденсаторни зарядлайди (занжир штрих чизиқда кўрсатилган), C_1 — конденсатор қандайдир кучланишгача зарядланиб бўлгандан кейин, у T_1 — транзисторнинг очиқлигида ундан зарядсизланади (занжир пунктир билан кўрсатилган). Бундай мулоҳазани C_2 — конденсатор учун ҳам юритиш мумкин.

Ҳар қайси конденсатор «қўшни» резистор орқали зарядсизланади, шу билан «қўшни» транзисторга таъсир кўрсатади. Бу жараён ҳозирда неон лампалар релаксацион генераторининг ишини эслатади. У ерда конденсатор резистор R орқали зарядсизланар эди, бу ерда $R_{н1}$ ва $R_{б2}$ орқали. У ерда конденсатор неон лампа L — орқали зарядсизланар эди, бу ерда T_1 ва резистор — $R_{б2}$ орқали зарядсизланади. Бироқ биринчи ҳолда лампадан ўтувчи ток кучланишининг муайян қийматида вужудга келар эди, бу ерда эса у конденсатор — C_2 нинг зарядланиш ва зарядсизланиши натижасида $R_{б1}$ да кучланишининг пасайишига боғлиқ бўлади. Конденсатор — C_2 ($R_{н2}$ ва $R_{б1}$ орқали) зарядланиб бўлгунча, $R_{б1}$ бўйича ток «юқоридан пастга» ўтади, T_1 — транзистор очиқ бўлади. Бу конденсатор (T_2 ва $R_{б1}$ орқали) зарядсизланаётган вақтда $R_{б1}$ бўйича ток «паст-



23.6-расм.

дан юқорига» йўналган бўлади ва унинг тегишли қийматида транзистор — T_1 ёпилади.

Шундай қилиб, бир конденсатор зарядланганда, иккинчиси зарядсизланади, транзисторнинг бири очилганда иккинчиси ёпилади ва аксича. Жараён ана шундай такрорланиб туради.

Иккала транзистор очилиб ва барча элементлардаги кучланиш ҳамда ток вақт давомида ўзгармас бўлган ҳолни фараз қилиш мумкин, албатта.

Муфассал равишда текшириш бундай ҳолатнинг нотўғри эканлигини ва ундан исталган кичик миқдордаги четланиш юқорида тасвирланган «сақрашларнинг» пайдо бўлишига олиб келишини кўрсатади.

Мультивибратор чиқиш кучланиши $U_{\text{чиқ}}$ нинг характери унга кирувчи резистор, конденсатор ва транзистор параметрларига, шунингдек «чапдаги» элементлар параметрларининг nisbatan симметрик бўлиши ва ҳоказоларга боғлиқ бўлади. Чиқиш кучланиши қарийб «тўғрибурчакли» характерда бўлиши мумкин бўлган ҳоллардан бирини келтирамиз (23.6-расм).

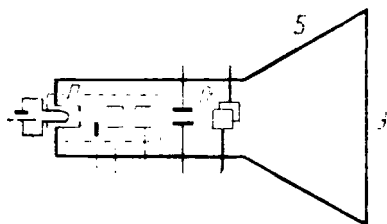
23.4-§. ЭЛЕКТРОН ОСЦИЛЛОГРАФ

Кўз билан кузатиш ёки электр сигналга айлантирилган икки катталикнинг функционал боғланишини ёзиш учун ишлатиладиган ўлчов асбоби *осциллограф* деб аталади. Осциллографлар ўзгарувчан катталикнинг вақтга боғлиқлигини кузатиш учун ишлатилади.

Электрон осциллографнинг бош қисми электрон-нурли трубкадир (23.7-расм). Унинг элементлари вакуумли баллон — B ичига жойлашган. Улар қаторига люминесценцияланувчи экран — \mathcal{E} , конденсаторлардан тузилган оғдирувчи система — O ва электрон замбарак — Z ыради (штрихли чизиқда ажратилган).

Замбарак дпод катодига ўхшаш чўғланувчи катоддан электронларни тезлаштирувчи ва фокусловчи махсус электродлардан иборат. Конденсатор пластинкаларга потенциаллар айирмаси берилади. Унинг ишораси ва қийматига кўра электронлар вертикал ёки горизонтал йўналишда оғади. Шаклланган ва муайян тарзда йўналтирилган электрон дастаси люминесценловчи экран устига тушади. Электрон нурли трубканинг люминофорлар билан қопланган олдинги девори бундай экран ролини ўтайди. У электронлар зарби таъсири остида ёруғланиш қобилиятига эга (*катодлюминесценция*).

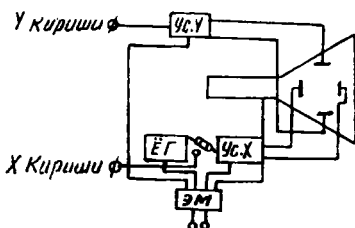
Электронлар дастаси экранда ёруғнуқта шаклида кўрилади. Оғдирувчи пластинкалардаги кучланишни текис ўзгартириш билан ёруғ нуқтани экран бўйлаб кўчириш мумкин. Люминофорлар кейин нурланиш хусуси-



23.7-расм.

ятига эга. Улар электроп дастаси маълум жойдап силжиганидан сўнг ўша жойда бир қанча вақт пурланиб туради. Шунинг учун экранда дастанинг кўчиши чизиқ шаклида бўлиб кўринадди.

23.8-расмда осциллографнинг тузилиш схемаси берилган: Куч X, Куч Y — кучайтиргичлар, ТБ — таъминлаш блоки; ЁГ — ёйиш генератори, ЭЛТ — электрон нузли трубка. Синхронлаш блоки ҳам бор. 23.9-расмда осциллографнинг олдинги панели кўрсатилган.

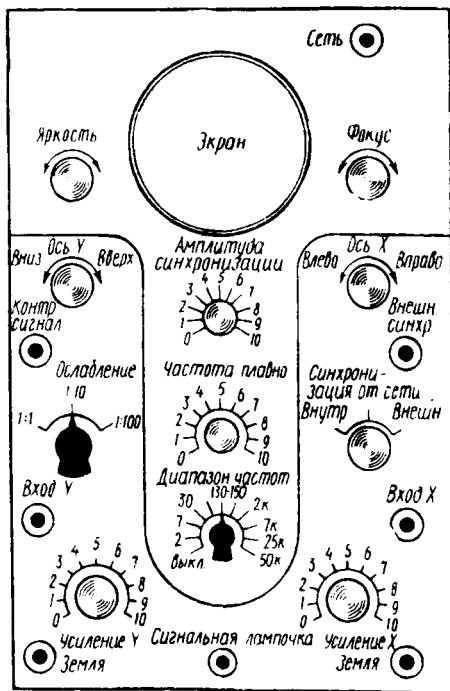


23.8-расм.

«Кириш Y» ва «Ер» клеммаларига берилган сигнал кучайтирилади ва вертикал оғдирувчи пластинкаларга берилади. Осциллограф экранида бундай сигнал вертикал тўғри чизиқ кесмаси шаклида тасвирланади. Сигналнинг вақт билан боғланишини кузатиш учун ёруланувчи нуқтага бир вақтда горизонтал йўналишда текис ҳаракат бериш керак. Даврий жараёни ёзиш учун нуқта бирор чекли вақт оралиғида, экран бўйича чапдан ўнгга кўчиши ва қисқа вақт оралиғида орқага мумкин бўлганича қайтиши керак. Шунинг учун горизонтал оғдирувчи пластинкаларга бериладиган кучланиш аррассимон шаклга эга (масалан, 23.4-расмга қараёт, бунда $T \gg \tau$). Бу мақсад учун хизмат қилувчи тузилманинг — ёйиш генераторининг принципи 23.3-§ да кўрилган эди.

Даврий жараён экранда ҳаракатсиз тасвир ҳолда акс эттирилиши учун ёйилиш частотасини етарли даражада аниқ танлаш керак: ёйилишнинг бигта даври вақтига текширилувчи сигналнинг бутун сон даврлари тўғри келадиган бўлиши керак. Бу шартни ёйилишни синхронлаш блоки амалга оширади.

«Частоталар диапозони» ва «Силлиқ частота» деган дасталар керак бўлган ёйиш частотасини етказиб беради. Агар текширилувчи жараён бир каррали ёки подаврий бўлса, у ҳолда баъзи осциллографларда кўзда тутилган ёйишнинг кутини режимдан фойдаланиш мумкин.



23.9-расм.

Бу ёйиш режими ҳар сафар қайд этилувчи жараён пайдо бўлгандагина таъсир этади.

«Равшанлик» ва «Фокус» дасталарини бураб тезлаштирувчи электродлар орасидаги потенциаллар айирмаси ўзгартрилади, бу билан электрон дастаннинг интенсивлиги турлича бўлишига ва кесимига эришилади. Бунда ёруғланувчи нуқта равшанлигининг ва фокуславишининг ўзгариши кузатилади. Y ўқи ва X ўқи деган дасталар бутун тасвирланувчи кўринишни вертикал ва горизонтал йўналишда силжитиш учун хизмат қилади.

Қандайдир икки катталик орасидаги боғланишни кузатиш учун бу катталикларга мос бўлган электр сигналларни «Кириш Y » ва «Кириш X » клеммаларига берилади. Бунда ёйиш генератори уланмайди. Шу йўл билан жумладан Лиссажу фигураларини (7.3-§ га қаранг), векторкардиограммани (14.5-§ га қаранг) олиш мумкин. Кучайтириш дастаси ёрдамида юборилган сигналнинг кучайтирилиши ўзгартрилади. Бу вақтда осциллограф экранидagi тасвир тегишли йўналиш бўйича чўзилади ёки қисилади.

Вақт масштабини калибрлаш учун баъзи осциллографларда вақтни белгилаш генератори бор. Унинг ёрдамида экрандаги доғ равшанлиги даврий равишда ўзгартрилади. Бунинг ёрдамида тасвирланувчи жараённинг ёки унинг айрим-айрим қисмларининг давомийлигини аниқлаш мумкин.

Электрон нурли осциллограф экранида тасвирнинг фотосуратини олиш мумкин.

23.5-§. ЭЛЕКТРОН СТИМУЛЯТОРЛАР. ПАСТ ЧАСТОТАЛИ ФИЗИОТЕРАПЕВТИК ЭЛЕКТРОН АППАРАТЛАР

Қисқароқ қилиб, паст ва товуш частотадаги физиотерапевтик электрон аппаратларни *паст частотали* деб атаймиз. Бошқа ҳар қандай частотадаги электрон аппаратларни умумлашган тушунча асосида *юқори частотали* деб атаймиз.

Паст частотали гармоник ва импульсли электромагнит тебранишлар генераторлари — тиббиёт аппаратларининг иккита катта гуруҳини бирлаштириб, уларни аниқ ажратиш қийин, булар *электрон стимуляторлар* (электр стимуляторлар) ва *физиотерапия аппаратларидир*. Юқори бўлмаган частоталарда токнинг нисқлик эмас, балки ўзига хос таъсири муҳимроқ. Шунинг учун ток билан даволаш, қандайдир эффектни тоқлар билан қўзғатиш — стимуляция қилиш характерига эга бўлади. Бу ҳолат эҳтимол «даволаш аппарати» ва «электр стимулятор» тушунчаларини аралаштириб юборишга олиб келади.

Мускулларни электр ёрдамида қўзғотиш XVIII асрда топилган бўлса, электр стимуляторлардан фойдаланиш фақат охириги ўн йилликларда бошланди. Ҳозирги вақтда кўпгина ҳар хил электр стимуляторлар мавжуд. Лекин ҳозирда электр стимуляторни ишлаб тайёрловчиларга электр сигналнинг чикқини параметрларини аниқ бериш медицина ва физиологик муаммо бўлиб қолмоқда, улар: импульсининг шакли, унинг давомийлиги, импульс токнинг частота-

си ва импульс келиб чиқишининг ғоваклиги (18 ва 19-бобларга қараганг)дир.

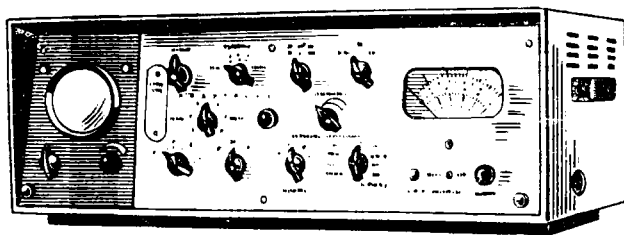
Электр стимуляторларни *стационар* (турғун) *қўтариб юриладиган* ва *имплантация* (танага жойлаштириладиган) қилинувчиларга бўлиш мумкин. Тўлиқ имплантация қилинадиган электр стимуляторлар, масалан, кардиостимуляторлар учун таъмишловчи маъна етарли даражада жиддий муаммо бўлиб қолади. Бу маъбалар узоқ муддатда ва тежамли хизмат қилиши керак. Ҳам тегишли маъбаларни ҳамда «тежамли» генераторларни яратиш билан бу муаммо ҳал бўлади. Масалан, импульслар орасидаги паузада энергияни амалда сарфламайдиган генераторларга эга бўлиш мақсадга мувофиқдир. Бу хусусда мультивибраторга нисбатан *блок — генератор* (китобда кўриб ўтилмайди) афзалликларга эга.

Кўп вазифаларни бажарадиган турғун стимулятор мисоли сифатида универсал электримпульсатор УЭИ—1 (23.10-расм) ни кўрсатиш мумкин. У тўғри бурчакли ва экспоненциал шаклдаги импульсли токнинг генераторидан иборатдир. Импульсларнинг параметрлари ва уларнинг частотаси катта чегараларда созланадиган бўлади, масалан, тўғри бурчакли импульсларнинг давомийлигини дискрет равишда 0,01 дан 300 мс гача ўзгартириш мумкин. Аппарат бемор занжиридаги ток импульсининг амплитудасини ўзгартиришга имкон беради.

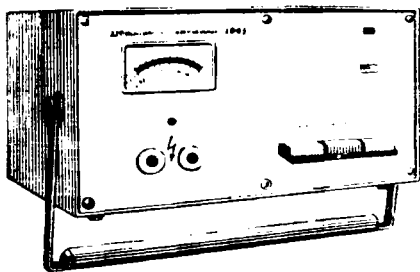
Электрон-нурли трубканинг экранида (УЭИ-1 юз панелининг чап томонида) аппаратнинг чиқишидаги импульсларнинг шаклини кузатиш мумкин.

Ўзига хос бўлган стимуляторларга дефибриллятор мисол бўлади. Бу стимулятор қуввати юқори вольтли электр импульсларнинг генераторларидан иборат бўлиб, юрак ритмининг оғир бузилишларини даволаш учун мўлжалланган аппаратлардир. Дефибриллятор энергия тўпловчини (конденсатор), конденсаторни зарядлаш учун тузилгани ва зарядсизлаш занжирини ўз ичига олади.

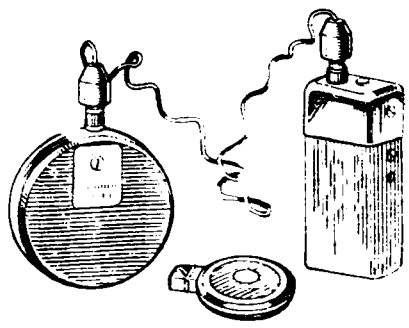
23.11-расмда импульсли дефибриллятор ДИ-03 нинг ташқи кўриниши тасвирланган. Имплантация қилинувчи радиочастотали электрокардиостимулятор ЭКСР-01 (22.12-расм) — қўтариб юриладиган ва қисман имплантация қилинадиган кардиостимулятор ҳисобланади. Расмнинг ўртасида кўрсатилган унинг имплантация қилинувчи қисми (қабул қилувчиси) унинг массаси 22 г, қалинлиги 8,5 мм. Қабул қилувчиси ташқи тарқатувчидан (расмда чапдаги) радиосигналларни қабул қилади. Бу сигналлар бемор танаси-



23.10-расм.



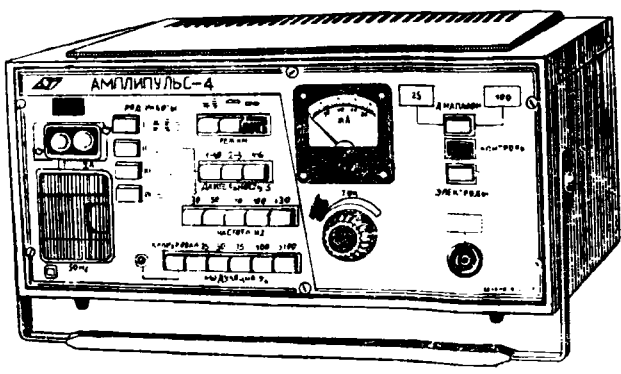
23.11-расм.



23.12-расм.

нинг пчидаги имплантация қилинган қисмда импульс кўринишида қабул қилинади ва электродлар орқали юракка берилади. Расмнинг ўнг томонида таъминловчи блок кўрсатилган бўлиб, у тарқатувчи сигнални беморларга ташқаридан қўйилади.

Электр стимуляторларнинг алоҳида турларига шундайларни киритиш мумкинки, улар одатда сезги органлар орқали қабул қилинувчи маълумотни шартли белгилар шаклида узатишга қодир. Шунга ўхшаган стимулятор — товушли маълумотни электр сигналга айлантириб берувчи кохлеар протез ҳисобланади; у моҳияти жи-



а



б

23.13-расм.

ҳатидан ички қулоқнинг товуш қабул қилинадиган қисми ўрнини босади. Тақиб юриладиган кохлеар протез 8.13-расмда кўрсатилган.

Электрстимуляциянинг техник қурилмаларига яна биологик системаларга электрик сигналларни элтиб берадиган электродларни киритиш мумкин.

Кўпгина ҳолларда электр стимуляциялашни пластинкали электродлар ёрдамида амалга оширилади, улар электрокардиография учун ишлатиладиган электродларга ўхшаб одам танасига қўйилади (21.2-§-га қаранг).

Танага киритиладиган электродлар учун жиддий муаммолар талайгина бунга шу жумладан, агрессив биологик муҳит шароитида материалдан ток ўтганда унинг зангга қарши мустаҳкам бўлиши учун материални танлаш муаммоси ҳам киради.

Синусоидал модуляция қилинган тоқлар билан ўтказиладиган электр терапия учун физиотерапевтик аппаратга мисол «Амоли-пульс-3» (23.13-а, расм) ҳисобланади. Унда синусоидал тебранишларни ташувчиларнинг частотаси 5 кГц га тенг, модуляция қилинадиган синусоидал тебранишларнинг частотаси эса 10—150 Гц чегарада текис ўзгартирилиши мумкин. Бу генератор ёрдамида ҳосил қилинган тоқларнинг айрим, мумкин бўлган шакллари 23.13-б расмда кўрсатилган; тебранишларни ташувчи ва модуляция қилувчиларнинг частоталари орасидаги нисбат расмда эътиборга олинмаган.

23.6-§. ЮҚОРИ ЧАСТОТАЛИ ФИЗИОТЕРАПЕВТИК ЭЛЕКТРОН АППАРАТЛАР. ЭЛЕКТРОХИРУРГИЯ АППАРАТЛАРИ

Тиббиёт аппаратларининг катта группаси — электрмагнит тебранишлар ва тўлқинларнинг генераторлари, ультратовуш, юқори, ультраюқори частоталарда ишлайди ва ягона термин асосида *юқори частотали электрон аппаратлар* деб аталади.

Бундай ҳолда электродлар муаммоси ҳар хил ечилади. Юқори частотали тоқлар учун (19.5-расмга қаранг) шишали электродлардан фойдаланилса, ўзгарувчан магнит майдони билан таъсир этишда индуктотермия спирал ёки ясси букланган кабеллардан фойдаланилади. Улардан ўзгарувчан ток ўтганда ўзгарувчан магнит майдони ҳосил бўлади. УЮЧ терапияда иситиладиган тана диск шаклдаги изолятор қавати билан қопланган металлдан ясалган электродлар орасига жойлаштирилади (23.18-расм). Электрмагнит тўлқинлар билан таъсир этишда бу тўлқинларни нурлатгичи танага яқинлаштирилади.

Беморнинг хавфсизлигини таъминлаш учун электродлар генераторнинг тебраниш контурига эмас, балки касалнинг контурига (терапевтик контурга) уланади, у бўлса генераторнинг асосий тебраниш контури билан индуктив боғланган бўлади (23.14-расмга қаранг).

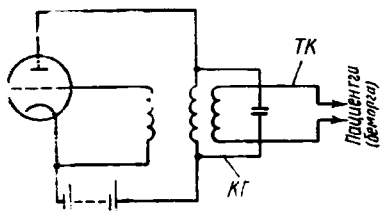
Индуктив боғланиш амалиётда тиббиёт учун юқори частотали генераторларнинг кўпчилигида бўлиб, беморни таъсодифан юқори доимий кучланиш остига тушиб қолишидан сақлайди. 23.14-расм-

да триоддаги генератор тасвирланган, чунки етарлича катта қувват олиш зарурияти лампали генераторларни ҳали тиббиётда қўллаш эҳтиёжини тугдиради.

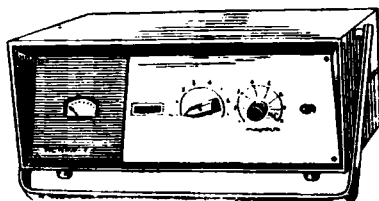
Электрмагнит тебранишлар генераторлари бўлмиш физиотерапевтик аппаратлар радио қабул қилинишига ва телевиденнега ҳалал келтирмайдиган қилбó ясалади. Бу бир томондан, ҳалақитлардан сақлаш учун қилинган махсус қурилмалар билан, иккинчи томондан эса, муайян ишчи частоталар диапазонининг қатъий қилиб берлиши билан таъминланади.

Бир қанча аппаратларнинг ташқи кўрinishи расмларда кўрсатилган: «Искра-1» аппарати — юқори частотали генератор бўлиб, импульсли режимда ишлайди ва маҳаллий дарсонвализация учун ишлатилади (23.15-расм), ИКВ-4 аппарати — индуктотермия учун, 13,56 МГц частотада ишлайди (23.16-расм), УЮЧ-терапия учун кўчма аппарат — УЮЧ-66 (23.17-расм), микротўлқинли терапия учун аппарат «Луч-58» (23.18-расм) ишлатилади.

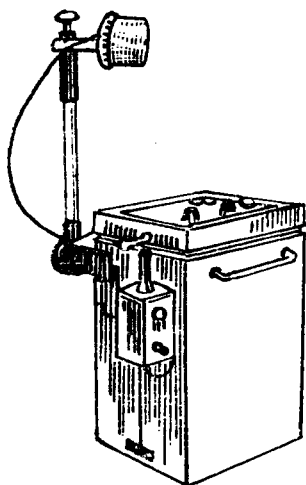
Юқори частотали медицина электрон аппаратларига, яна электр хирургия (юқори частотали хирургия) аппаратлари киради. Бу қурилмаларнинг асосини гармоник ёки модуляция қилинган электрмагнит тебранишлар генератори ташкил этади. Электр хирургияда



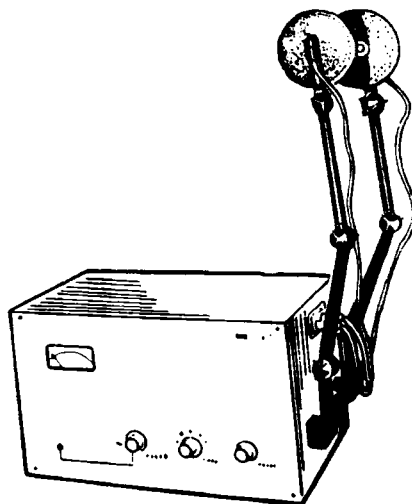
23.14-расм.



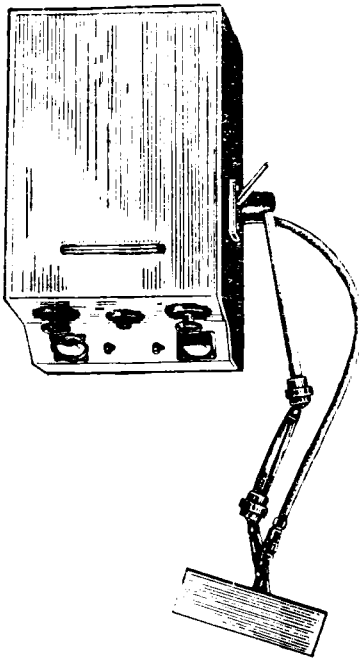
23.15-расм.



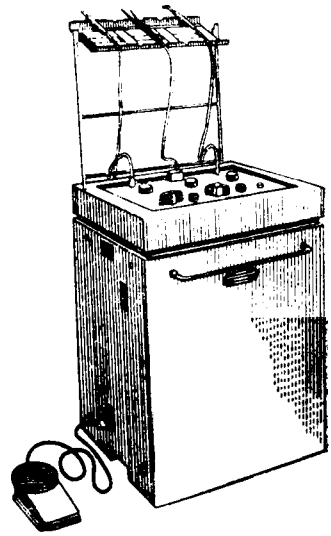
23.16-расм.



23.17-расм.



23.18-расм.



23.19-расм.

ишлатиладиган электрмагнит тебранишларнинг қуввати 1 Вт дан бир неча юз ватт гача бўлиши мумкин.

Генераторларнинг фазилати шундаки, улар қувватни нағрузкага (биологик тўқимага) бериши керак, улар эса катта чегараларда ўзгаради. Генераторлар узоқ муддатда бутунлай нағрузкасиз ишлаши мумкин, шунинг учун электрохирургия аппаратларида кенг миқёсда вакуумли лампалар ишлатилади, улар яримўтказгичли қурилмаларга ипсбатан бўлиб турадиган ортиқча юкланишга қарши катта барқарорликка эга.

Электрохирургияда электрмагнит тебранишлар электродларга узатилади, улар ёрдамда тўқималарни кесили ёки коагуляция қилиши мумкин. Электродларни бир қутбли ва икки қутбли электрохирургиялар учун ажратилади.

Биринчи ҳолда генератор аппаратининг битта чиқинчи электрохирургияни амалга оширадиган актив электрод билан уланади, бошқа электрод — пассив электрод бемор танаси билан контактда бўлади.

Иккинчи ҳолда генераторнинг иккала чиқинчи иккита актив электрод билан уланади, уларнинг орасидан юқори частотали ток ўтиб, хирургик таъсир кўрсатади. Бу ҳолда иккала электрод актив ҳисобланади, пассив электрод эса ишлатилмайди.

Электрохирургия аппаратларидан бирининг ташқи кўриниши 23.19-расмда кўрсатилган.

6

-бўлим

ОПТИКА

Оптика — физиканинг бир бўлими бўлиб, унда ёруғликнинг *нурланиш*, *ютилиш* ва *тарқалиш* қонунлари кўриб чиқилади. Физикада «ёруғлик» деган термин одам кўзи сезадиган нурланишгагина эмас, балки кўзга кўринмайдиган нурларга ҳам тадбиқ этилади.

Ёруғлик табиати икки ёқлама — дуалистикдир. Бу эса ёруғлик ҳам электромагнит тўлқин, ҳам заррачалар — *фотонлар* оқими каби намоён бўлади, демакдир. Ёруғлик дуализми, жумладан, Планк формуласида акс эттирилади: $\epsilon = h\nu$, чунки фотон энергияси ϵ квант характеристика бўлиб, тебранишлар частотаси ν эса тўлқин жараёни характеристикасидир.

Бир хил оптик ҳодисаларда ёруғликнинг тўлқин хоссалари, бошқаларида эса корпускуляр хоссалари кўпроқ намоён бўлади. Иккалама табиатли заррачаларга — электрон, протон ва бошқалар ҳам хосдир.

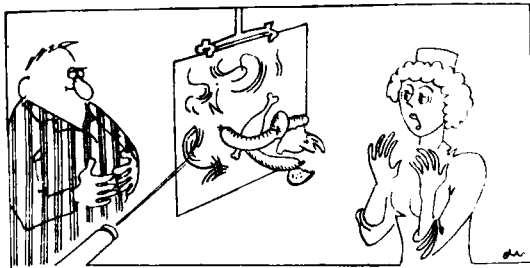
Ёруғлик электромагнит табиатга эга бўлгани учун оптикани электродинамикадан кейин ўрганш мақсадга мувофиқдир. Ёруғлик нурланиши масаласи атом физикаси билан туташган ва у билан узвий боғлиқ. Шунинг учун «Оптика бўлими» атом физикасида олдин ўтилади.

Физиканинг тараққиётида оптик тажрибалар ва назариялар алоҳида роль ўйнайди: ёруғликнинг тўғри чиқиқлиги тарқалиш қонунлари ва унинг кўзгусиммон спртдан қайтиши эраминдан анча олдин маълум бўлган биринчи физик қонунлардан биридир. Майкельсоннинг интерференция тажрибалари нисбийлик назариясининг экспериментал асоси бўлди; нурланишнинг дискретлиги тўғрисидаги Планк гипотезаси квант физикасига асос солди.

Кўринувчи ёруғликни текшириш ва ўлчаш фақат физикага тааллуқли бўлмай, балки физиологияга ҳам тегишлидир. Бу борада оптика акустикага ўхшашдир.

Таботатчилар ва биологлар учун бу билимлар энг аввал биологик объектларни текшириш учун муҳимдир: микроскопия, спектрометрия, рефрактометрия, поляриметрия, калориметрия. Бундан ташқари, врачларга касалликлар диагностикаси (термография) учун иссиқлик нурланишининг физик асосларини, нур билан даволаш аппаратларининг тузилишини ва бошқа масалаларни билиши керак.

Ёруғлик
интерференцияси
ва дифракцияси.
Голография



Ёруғлик интерференцияси деганда ёруғлик тўлқинларининг шундай қўшилиши тушуниладики, натижада уларнинг кучайиши ва заифланишининг тургун манзараси ҳосил бўлади. Ёруғлик дифракцияси деб кескин бир жинсли бўлмаган муҳитда, ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйича тарқалишидан четлашиш ҳодисасига айтилади. Дифракцияни кузатиш имконияти тўлқин узунлик билан нобиржинсликнинг ўлчамлари орасидаги муносабатга боғлиқ бўлади. Дифракцияни муайян даражадаги шартлик билан сферик тўлқинлар дифракциясига (Френель дифракциясига) ва ясси параллел тўлқинлар дифракциясига (Фраунгофер дифракциясига) ажратиш мумкин. Дифракция манзарани иккиламчи тўлқинлар интерференциясини ҳисобга олган ҳолда тасвирлаш мумкин. Бу бобда голография-интерференция ва дифракцияга асосланган метод сифатида кўриб чиқилади.

24.1-§. ЁРУҒЛИКНИНГ КОГЕРЕНТ МАНБАЛАРИ.

ТўЛҚИННИНГ ЭНГ КўП КУЧАЙЎШИ ВА ЗАИФЛАНИШ ШАРТЛАРИ

Муҳит ичида тарқалувчи тўлқинларни қўшиш тегишли тебранишларни қўшиш билан аниқланади. Электрмагнит тўлқинларни қўшишининг энг содда ҳол қачон уларнинг частоталари бир хил бўлганда ва электр векторларининг йўналишлари мос келганда кузатилади. Бу ҳолда натижаловчи тўлқин амплитудасини (7.20) формула бўйича топиш мумкин, уни электр майдонининг кучланганлиги учун қўйидаги шаклда ёзиш мумкин:

$$E^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2\cos\Delta\varphi, \quad (24.1)$$

бу ерда $\Delta\varphi$ — қўшилувчи тўлқинлар (тебранишлар) фазаларининг айирмаси.

Ёруғлик манбаининг хилига кўра тўлқинларни қўшиш натижаси бир-биридан умуман фарқ қилади.

Аввал одатдаги ёруғлик манбалари (лампа, аланга, Қуёш ва ш. ў.) дан чиқувчи тўлқинларнинг қўшилишини кўриб чиқамиз. Бундай манбаининг ҳар бири жуда кўп миқдордаги нурлатувчи атомлар тўпламидан иборат. Айрим атом тахминан 10^{-8} секунд

мобайнида электр магнит тўлқинларини нурлатади, шу билан бирга нурланиш тасодифий воқеадир, шунинг учун (24.1) формуладаги фазалар айирмаси $\Delta\varphi$ ҳам тасодифий қийматларни қабул қилади. Бу ҳолда барча атомлар нурланишлари бўйича олинган $\cos \Delta\varphi$ нинг ўртача қиймати нолга тенг бўлади. (24.1) нинг ўрнига одатдаги ёруғлик манбаларидан чиқиб фазонинг исталган нуқталарида қўшилувчи икки нур учун ўртача қийматга тенг бўлган тенгликни оламиз:

$$E_{\Sigma P}^2 = E_{1\Sigma P}^2 + E_{2\Sigma P}^2. \quad (24.2)$$

Тўлқин интенсивлиги амплитудаси квадратига пропорционал бўлгани учун (24.2) дан I_1 ва I_2 тўлқин интенсивликларини қўшиш шартига эга бўламиз:

$$I = I_1 + I_2 \quad (24.3)$$

Бу иккита (ёки ундан кўпроқ) оддий ёруғлик манбаларидан чиқиб қўшилувчи нурланишлар интенсивликлари учун қўшишнинг анча содда қондаси бажарилшини аниқлатади: умумий нурланиш интенсивлиги қўшилувчи тўлқинлар интенсивликларининг йиғиндисига тенг. Бу ҳолни кунда амалда кузатиш мумкин: икки лампанинг ёритилганлиги ҳар бир лампанинг алоҳида ҳосил қилган ёритилганликларининг йиғиндисига тенг.

Агар $\Delta\varphi$ ўзгармасдан қолса, ёруғлик интерференцияси кузатилади. Натижаловчи тўлқин интенсивлиги фазонинг ҳар хил нуқталарида энг кичикдан бирор энг каттагача бўлган қийматларни қабул қилади.

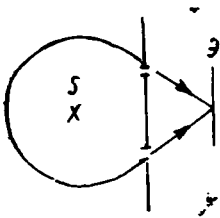
Ёруғлик интерференцияси вақт давомида турли нуқталарда қўшилувчи тўлқинлар фазалари айирмаси $\Delta\varphi$ нинг доимийлигини таъминловчи созланган, *когерент* ёруғлик манбаларидан пайдо бўлади. Бу шартга жавоб берувчи тўлқин *когерент тўлқин* дейилади.

Интерференцияни бир хил частотали иккита синусоидал тўлқин ёрдамида ҳам ҳосил қилиш мумкин эди, бироқ амалда буздай ёруғлик тўлқинларини ҳосил қилиш имкониёти йўқ, шунинг учун когерент тўлқинлар манбадан келувчи тўлқинни «парчалаш» билан юзага келтирилади. Бундай усул *Юнг* методида қўлланилади. Манба S дан келувчи сферик тўлқин йўлига иккита тирқиши бўлган, ёруғлик ўтказмайдиган тўсиқ қўйилади (24.1-расм). Тўсиққа етиб келган тўлқин спиртининг нуқ-

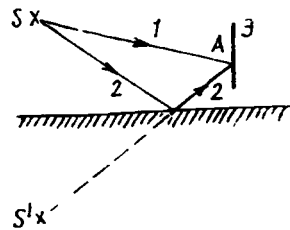


Томас Юнг
(1773—1829)

Инглиз физиги, врач ва астрономи. Рангли кўриш назариясини ишлаб чиққан, кўз аккомодацияси гавҳар эргилгининг ўзгаришига боғлиқлигини аниқлаган.



24.1-расм.



24.2-расм.

талари когерент иккиламчи тўлқин маркази бўлади, шунинг учун тирқишларни когерент манбалар деб ҳисоблаш мумкин. Экран Э да интерференция кузатилади.

Бошқа метод бир қатламда махсус кўзгу (*Ллойд кўзгуси*) ёрдамида манба S нинг (24.2-расм) мавҳум тасвири S' ни олишдан иборат.

S ва S' манбаларни когерент деб ҳисоблаш мумкин. Улар тўлқин интерференциясини ҳосил қилишга шароит яратиб беради. Расмда экран Э нинг A нуқтасига тушувчи иккита интерференцияланувчи нур кўрсатилган.

Айрим атомнинг нурланиш вақти τ чекли бўлгани учун интерференция вақтида нурлар 1 ва 2 юрган йўллари орасида фарқ жуда катта бўлиши мумкин эмас, акс ҳолда A нуқтада ҳар хил некогерент тўлқин учрашиши мумкин. δ нинг интерференция учун энг катта қиймати вакуум учун ёруғлик тезлиги ва нурланиш вақти орқали аниқланади:

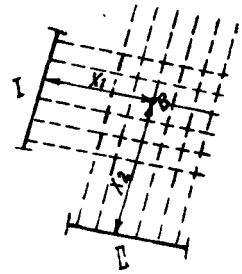
$$\delta = c\tau = 3 \cdot 10^8 \cdot 10^{-8} \text{ м} = 3 \text{ м} \quad (24.4)$$

Интерференцияланувчи тўлқинлар фазаларининг айирмаси ва уларнинг амплитудалари маълум бўлса, (24.1) формуладан фойдаланиб, интерференцион манзарани ҳисоблаш мумкин. Тўлқинларнинг энг кўп кучайиши — интенсивлик максимуми (\max) ва энг кўп сусайиши — интенсивлик минимуми (\min) бўлган хусусий ҳоллар амалий аҳамиятга эга бўлади.

Интенсивликлар максимумлари ва минимумлари шартларини фазалар айирмаси орқали ифодалашдан кўра, йўллар айирмаси орқали ифодалашнинг қулайлигини эслатиб ўтамиз, чунки интерференция вақтида когерент тўлқин ўтган йўллари одатда маълум бўлади. Буни ясси тўлқинлар I ва II нинг интерференцияси мисолида кўрсатамиз, уларнинг E -векторлари чизма текислигига перпендикулярдир (24.3-расм). Бу тўлқинлар E -векторининг ҳар бир манбадан тегишлича X_1 ва X_2 масофада жойлашган бирор B нуқтадаги тебранишлари — гармоник қонун бўйича содир бўлади:

$$E_1 = E_{\text{max}1} \cos \omega (t - x_1/v_1), \quad E_2 = E_{\text{max}2} \cos \omega (t - x_2/v_2). \quad (24.5)$$

Натижани умумлаштириши учун, тўлқинларни синдириш кўрсаткичлари n_1 ва n_2 бўлган ҳар хил муҳитларда* тарқалади деб фараз қиламиз. Тўлқинларнинг тарқалиш тезликлари мос равишда $v_1=c/n_1$ ва $v_2=c/n_2$ га тенг, бу ерда c — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги, у ҳолда (24.5) дан фазалар айирмаси** учун ушбу ифода келиб чиқади:



$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \omega(t - x_2/v_2) - \omega(t - x_1/v_1) = \omega(x_1/v_1 - x_2/v_2) = (2\pi/TC)(x_1n_1 - x_2n_2) \quad (24.6)$$

24.3-расм.

Вакуумда тўлқин узунлиги $\lambda = T \cdot c$ бўлгани учун (24.6) ўрнига

$$\Delta\varphi = (2\pi/\lambda)(x_1n_1 - x_2n_2) \quad (24.7)$$

га эга бўламиз.

Тўлқин геометрик йўли билан муҳитнинг синдириш кўрсаткичи кўпайтмасига, яъни xn га *йўlining оптик узунлиги**** дейилади, бу йўлларнинг айирмаси эса

$$\delta = x_1n_1 - x_2n_2 \quad (24.8)$$

интерференцияланувчи тўлқинлар *йўlining оптик айирмаси* дейилади.

(24.7) ва (24.8) га асосан интерференцияланувчи тўлқинларнинг фазалар айирмаси билан йўлларнинг оптик айирмаси орасидаги боғланишни оламиз:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta \quad \text{ёки} \quad \delta = \frac{\lambda}{2\pi} \Delta\varphi. \quad (24.9)$$

Тебранишларнинг қўшилиш қонунларидан ва (24.9.1) муносабатдан фойдаланиб, интерференция вақтида ёруғлик интенсивлиги *максимуми*

$$\delta = \frac{\lambda}{2\pi} 2k\pi = k\lambda, \quad (24.10)$$

ва *минимуми*

$$\delta = \frac{\lambda}{2\pi} (2k + 1)\pi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (24.11)$$

шартларини оламиз, бу ерда $k = 0, 1, 2, \dots$

* 24.3-расмнинг схематиклиги турли тўлқинлар учун ҳар хил тарқалиш муҳитларини кўрсатиш имконини бермайди.

** $\Delta\varphi$ вақтга боғлиқ бўлмагани учун, қўшилувчи тўлқинларнинг когерент бўлганлигини эслатиб ўтиш фойдали.

*** Бир хил оптик узунликдаги йўл кесмаларига — яъни ёруғликнинг бир хил вақтда босиб ўтадиган кесмаларига таутохрон кесмалар дейилади.

Демак, интерференция вақтида йўлнинг оптик айирмаси бутун сон тўлқин узунликларига (жуфт сон ярим тўлқинларга) тенг бўлган нуқталарда максимум, йўлнинг оптик айирмаси тоқ сон ярим тўлқинларга тенг нуқталарда — минимум кузатилади.

24.2-§. ЮПҚА ПЛАСТИНКАЛАРДА (ПЛЕНКАЛАРДА) ЁРУГЛИК ИНТЕРФЕРЕНЦИЯСИ. ОПТИКАНИНГ ЕРИШИШИ

Ёруғлик юпқа шаффоф пластинка ёки плёнка устига тушганда, когерент тўлқинлар ва интерференция вужудга келади. Ёруғлик дастаси ясси параллель пластинкага тушади. (24.4-расм). Бу дастадан 1 нур *A* нуқтага тушади, қисман қайтади (2 нур) қисман синаяди (*AM* нур). Синган нур пластинканинг иастки чегарасидаги *M* нуқтадан қайтади. Қайтган нур *B* нуқтада синая, биринчи муҳитга чиқади (3 нур), 2- ва 3-нур битта нурдан ҳосил бўлган нурлардир, шунинг учун улар когерент бўлиб интерференцияланади.

2 ва 3 нур йўлининг оптик айирмасини топамиз. Бунинг учун *B* нуқтадан нурларга *BC* нормал ўтказамиз. *BC* тўғри чизиқдан то нурлар учрашгунча йўлнинг оптик айирмаси ўзгармайди, линза ёки кўз қўшимча фазалар айирмасини киритмайди. Бу нурлар *A* нуқтадан ажралгунча 24.4-расмда кўрсатилмаган бошқа нурлар билан бирга 1 нурни шакллантиради ва шунинг учун бир хил фазага эга бўлиши табиий. 3 нур синдириш кўрсаткичи бўлган пластинкада $AM + MB$ масофани, 2-нур ҳавода *AC* масофани босади, шунинг учун йўлнинг оптик айирмаси:

$$\delta = (|AM| + |MB|)_n - |AC| = 2 |AM| \cdot n - |AC| \quad (24.12)$$

га тенг бўлади, чунки $(AM) = (MB)$

Синиш қонунига мувофиқ

$$n = \sin i / \sin r \text{ ёки } \sin i = n \sin r \quad (24.13)$$

га эга бўламиз, бу ерда *i* — тушиш бурчаги
r — синиш бурчаги

$$\Delta AMO \text{ дан } |AM| = |OM| / \cos r = l / \cos r; |AO| = |OM| \operatorname{tg} r = l \operatorname{tg} r$$

[бу ерда *i* — пластинканинг қалналиги] ни топамиз.

ΔABC дан $|AC| = |AB| \sin i = 2 |AO| \sin i$. Бу тенгликларни ва шунингдек (24.13) ни ҳисобга олсак,

$$|AC| = 2l \operatorname{tg} r n \sin i = 2ln \sin^2 r / \cos r$$

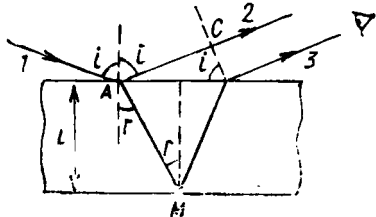
га эга бўламиз. У ҳолда:

$$\delta = 2ln / \cos r - 2ln \sin^2 r / \cos r = 2l$$

Шундай қилиб, нурлар йўлининг оптик айирмаси

$$\delta = 2ln \cos r \quad (24.14)$$

24.14 формулада битта муҳим ҳол ҳисобга олинмаган. Тажриба кўрсатадики, ёруғлик оптик зичлиги каттароқ бўлган, яъни синдириш кўрсаткичи катта бўлган муҳитдан қайтганда тўлқин фазаси л гача ўзгаради. Бу эса йўл оптик айирмасининг $\lambda/2$ га ўзгаришига мос келади (24.9 га қаранг),



24.4-расм.

яъни ёруғлик оптик зичлиги каттароқ бўлган муҳитдан қайтганда ярим-тўлқин йўқотилиши* рўй беради.

Агар 2 ва 3 нурнинг нисбатлари ҳам ярим-тўлқин йўқотганида эди, бунда (24.14) ифода ўзгармаган бўлар эди. Аммо 2-нур оптик зичлиги каттароқ бўлган муҳитдан қайтади (А нуқта) ва ярим тўлқин йўқотади, 3-нур эса оптик зичлиги камроқ бўлган муҳитдан қайтади (М нуқта), унинг фазаси бу вақтда ўзгармайди.

Ярим-тўлқин йўқотилишини ҳисобга олган ҳолда йўлнинг оптик айирмаси:

$$\delta = 2 \ln \cos r - \lambda/2, \text{ ёки } \delta = 2 \ln \cos r + \lambda/2 \quad (24.15)$$

га тенг бўлади: $\cos r = \sqrt{1 - \sin^2 r} = \sqrt{1 - \sin^2 i/n^2} = \sqrt{n^2 - \sin^2 i}/n$ бўлгани учун, δ ни тушириш бурчаги орқали ҳам ифодалаш мумкин:

$$\delta = 2 \ln \sqrt{n^2 - \sin^2 i}/n - \lambda/2 = 2l \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \lambda/2. \quad (24.16)$$

Интерференция максимуми учун [(24.10), (24.16) га қаранг.]

$$2l \sqrt{n^2 - \sin^2 i}/n^2 = (2k + 1) (\lambda/2). \quad (24.17)$$

га эга бўламиз. Интерференция минимуми учун [(24.11) га қ.]

$$2l \sqrt{n^2 - \sin^2 i} = k\lambda. \quad (24.18)$$

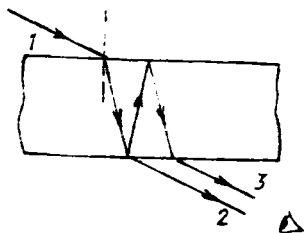
га эга бўламиз.

24.17 ва 24.18 формулалар қайтувчи ёруғликдаги интерференцияга тегишлидир.

24.5-расмда пластинка орқали ўтувчи ёруғлик интерференцияси келтирилган. Унда фақат ҳодисани тушуниш учун керак бўлган нурлар кўрсатилган.

Ўқувчи бу ҳол учун керакли формулани чиқариб, (24.17) интерференциянинг минимумига, (24.18) эса максимумига мос эканлигига шунча ҳосил қилиш мумкин. Энергиянинг сақланиш қонуни бўйича бу ҳол тушунарли, чунки интерференция ёруғлик энергиясининг қайта тақсимланишидир; тушувчи оқим пластинка томонидан қайтувчи ва ўтувчи оқимга тақсимланади (ютилиш бу ерда эътиборга олинмайди), шу билан бирга агар қайтувчи оқим максимал бўлса, ўтувчи оқим минимал бўлади ва аксинча.

Қайтувчи ва ўтувчи нурлар интенсивликлари анча фарқ қилгани учун қайтиш вақтидаги интерференция ўтувчи ёруғликдаги интерференцияга нисбатан аниқроқ кўринади.



24.5-расм.

* Циклик жараёнлар учун фазанинг π қадар камайишининг ёки катта-лапишининг аҳамияти йўқ, шунинг учун ярим тўлқиннинг йўқотилиши тўғрисида эмас, балки унинг қабул қилиниши ҳақида сўзлаш ўринли бўлур эди, аммо бундай терминология ишлатилмайди.

** Максимум ва минимумда k учун бир хил қиймат (0, 1, 2 ва ҳоказо) ни сақлаб қолиш учун, δ учун формулани $+\lambda/2$ билан ёзамиз.

Агар шаффоф муҳит чегарасида тушувчи энергиянинг 5 фоизга яқини қайтади, деб фараз қилсак

$$I_2 = 0,05 I_1 \quad (24.19)$$

бўлади, бу ерда I_1 ва I_2 — тегишлича 1- ва 2-нурнинг интенсивлиги (24.4-расмга қаранг). 3-нурнинг интенсивлиги икки марта синиш ва бир марта қайтишни назарда тутиб ҳисобланадиган бўлса,

$$I_3 = 0,95 \cdot 0,05 \cdot 0,95 I_1 \quad (24.20)$$

га тенг бўлади. 24.19 ва 24.20 дан:

$$I_2 : I_3 \approx 1,1 \quad (24.21)$$

бу шуни билдирадики, қайтиш вақтида интерференцияланувчи нурнинг амплитудалари тақрибан тенг бўлиб, минимум шартни қарийб тўла қоронғиликка мос келади.

Ўтувчи ёруғлик учун ҳам шунга ўхшаш ҳисоблашларни бажариб (24.5-расмга қаранг):

$$I_2 = 0,95 \cdot 0,95; I_3 = 0,95 \cdot 0,05 \cdot 0,05 \cdot 0,95; I_2 : I_3 \approx 400$$

ёки амплитудалар учун

$$A_2 : A_3 \approx 20 \quad (24.22)$$

ни оламиз.

(24.22) дан кўринадики, ўтувчи ёруғликда амплитудалари анча фарқланувчи тўлқин интерференцияланади, шунинг учун максимум ва минимумлари бир-биридан кам фарқ қилади ва интерференция унча яхши сезилмайди.

(24.17) ва (24.18) боғланишларни таҳлил қиламиз. Агар юпқа ясси параллел пластинка устига бирор бурчак остида монохроматик параллел нурлар дастаси тушса, бу формулаларга мувофиқ қайтувчи ёруғликда бу пластинка равшан ёки қоронғи бўлиб кўринади.

Пластинка оқ ёруғлик билан ёритилганда максимум ва минимум шартлари айрим тўлқин узунликлари учунгина бажарилади ва пластинка бўялган бўлиб кўринади, шу билан бирга қайтувчи ва ўтувчи ёруғликдаги ранглар бир-бирини оқ ёруғликкача тўлдиради.

Реал шароитларда тушувчи даста қатъий параллел бўлмайди ва битта маълум тушиш бурчаги i га эга эмас. Пластинка қалинлиги катта бўлганда l нинг озгина тарқоқлиги (24.17) ва (24.18) формулаларнинг чап томонида анча сезиларли фарқланишни вужудга келтириш мумкин ва бунда максимум ҳам минимум шартлари ёруғлик дастасининг барча нурлари учун сақланмайди. Бу интерференциянинг фақат юпқа пластинка ва плёнкаларда кузатилиши мумкинлигининг сабабни тушунтирувчи фикрлардан биридир.

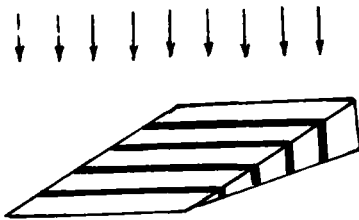
Монохроматик ёруғликнинг ўзгарувчан қалинликдаги пластинкага тушган вақтида унинг ҳар бир қийматига ўзининг интерференцияланиш шарти мосдир, шунинг учун пластинка *тенг қалинлик чизиқлари* деб аталувчи, ёруғ ва қоронғи чизиқлар билан кесилган

бўлади. Ҳумладан, понада бу чи-
зиқлар параллел системаси (24.6-
расм), линза билан пластинка
орасидаги ҳаво оралиғида эса ҳал-
қалар (*Ньютон ҳалқалари*) систе-
маси каби кузатилади.

Узгарувчан қалинликдаги пластинкани оқ ёруғлик билан ёритилганда, ҳар хил рангли доғлар ва чизиқлар ҳосил бўлади: рангланган совун пардалари, сув сиртидаги нефть ва мой пленкалари, баъзи ҳашарот ва қушлар қанотларининг жилваланиб товланишлардаги ранглар. Бундай ҳолларда пленкаларнинг тўла шаффоф бўлиши шарт эмас.

Оптик системалар томонидан қайтарилувчи ёруғлик энергия қисмини камайтирувчи ва демак, қайд қилувчи системаларда — фотопластинка, кўз ва шунга ўхшашларга келиб тушадиган энергияни кўпайтирувчи қурилмаларнинг яратилиши муносабати билан юққа пленкаларда рўй берадиган интерференция айниқса амалий аҳамиятга эга. Шу мақсадда оптик системалар сиртини металл оксидининг юққа қатлами билан қопланади. Бунда спектрнинг берилган соҳасидаги ўрта тўлқин узунлиги учун қайтувчи ёруғликдаги интерференциянинг минимуми юз беради. Натижада ўтиб кетувчи ёруғликнинг қисми ошади. Оптик сиртларнинг махсус пленкалар билан қопланишига *оптикани ёритиш*, шундай қопланган оптик буюмларнинг ўзига эса *ёритилган оптика* дейилади.

Агар шиша сиртига қатор махсус танланган қатламлар суркалса, қайтарувчи ёруғлик фўлтрини яратиш мумкин, бундай фўлтр интерференция натижасида муайян интервалдаги тўлқин узунликларини ўтказадиган ёки қайтарадиган бўлади.



24.6-расм.

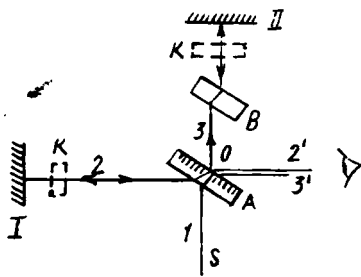
24.3-§. ИНТЕРФЕРОМЕТРЛАР ВА УЛАРНИНГ ҚўЛЛАНИЛИШИ. ИНТЕРФЕРЕНЦИОН МИКРОСКОП ҲАҚИДА ТУШУНЧА

Ёруғлик интерференциясидан махсус асбобларда — *интерферометрларда* — тўлқин узунликларни, кичик масофаларни, моддаларнинг синдириш кўрсаткичларини ва оптик сиртларнинг сифатини юксак даража аниқликда ўлчаш учун фойдаланилади.

24.7-расмда *Майкельсон интерферометрининг* принципаал схемаси кўрсатилган. У икки нурли асбоблар группасига киради, чунки унда ёруғлик тўлқини иккига бўлинади* ва уларнинг иккови турлича йўл юргач, интерференцияланади. Манба S дан чиққан монохроматик ёруғлик нур — 1 ясси параллел шиша пластинка A га 45° ли бурчак остида тушади, пластинканинг орқа сирти жуда юққа кумуш қатлам билан қоплангани учун ярим шаффофдир. Бу нур O нуқтада интенсивликлари тахминан бир бўлган икки-та 2- ва 3-нурларга ажралади.

2-нур I кўзгуга етиб боради, қайтади. A пластинкада спнади ва пластинкадан қисман чиқади — 2' нур 3-нур O нуқтадан II кўзгуга боради, ун-

* Қатъий қилиб айтганда, кўп марта қайтишлар ҳисобига иккитадан кўпроқ нур ҳосил бўлиши мумкин, бироқ уларнинг интенсивликлари жуда кам бўлади.



24.7-расм.

дан қайтади, A пластинкага қайтиб келиб, қисман қайтади — $3'$ нур. Кузатувчи кўзига тушувчи $2'$ ва $3'$ нурлар когерент бўлади, уларнинг интерференцияси қайд қилиниши мумкин. Одатда 1 ва II кўзгуларни 2 ва 3 нурлар ажралганларидан, то учрашгунларича бир хил узунликда йўл босадиган қилиб жойлаштириладилар, йўлларнинг оптик узунликларини ҳам бир хилда қилиш учун 3 нурнинг йўлига шаффоф A пластинкага ўхшаш B пластинкани ўрнатадилар, бу пластинка 2 нурнинг A пластинка орқали ўтган икки йўлини компенсациялаш учун хизмат қилади. Бу ҳолда интерференция максимуми кузатилади.

Агар кўзгулардан бири $\lambda/4$ га тенг масофага силжитилса, нурлар йўлининг айирмаси $\lambda/2$ га тенг бўлади, бу минимумга тегишлидир, интерференцион манзара $0,5$ йўлга (полосага)* силжийди. Агар кўзгу дастлабки вазиятда $\lambda/2$ га тенг масофага кўчирилса, у ҳолда интерференцияланувчи нурлар йўлининг оптик айирмаси λ га ўзгаради, бу максимумга мос келади, интерференцион манзаранинг бутун бир йўлга силжиши рўй беради. Кўзгу кўчирилиши билан интерференцион манзаранинг ўзгариши орасидаги боғланиш кўзгу кўчирилиши бўйича тўлқин узунлигини ва, аксинча, тўлқин узунлиги бўйича кўчирилиши ўлчашга имкон беради.

Майкельсон интерферометри синдириш кўрсаткичини ўлчаш учун ишлатилади. 2 ва 3 нур йўлига бир хил K кюветлар қўйилади (24.7-расмда пунктир билан кўрсатилган), улардан бири синдириш кўрсаткичи n_1 иккинчиси n_2 бўлган моддалар билан тўлдирилади. Нурлар йўлининг оптик айирмаси:

$$\delta = 2ln_1 - 2ln_2 = 2l(n_1 - n_2) \quad (24.23)$$

бу ерда l — кюветларни тўлдирилган муҳит ичида нурнинг бир қарра босган йўлининг узунлиги; нурлар кюветни икки марта босиб ўтгани учун масофа $2l$ га тенг бўлади.

Фараз қилайлик, йўлнинг бу айирмаси натижасида интерференцион манзара k та йўлга (полоса) силжисин, у ҳолда $\delta = k\lambda$ бўлади. 24.23 ва (24.24) ни тенглаштириб,

$$\Delta n = n_1 - n_2 = k\lambda/2l \quad (24.25)$$

ни оламиз.

Агар $0,1$ йўлча силжишни ($k=0,1$) қайд қилиш мумкин деб ҳисобланса, у ҳолда масалан, $l=2,5$ см, $\lambda=500$ нм бўлган вақтда

$$\Delta n = 0,1 \cdot \frac{500 \cdot 10^{-9}}{2 \cdot 0,025} = \frac{5 \cdot 10^{-8}}{5 \cdot 10^{-2}} = 10^{-6}$$

га эга бўламиз. Кўринадики, интерференцион рефрактометр (синдириш кўрсаткичини ўлчаш учун мосланган интерферометр) синдириш кўрсаткичи ўзгаришининг вергулдан кейин олтинчи хонасигача қайд қилиш қобилиятига эга экан.

Интерференция рефрактометри зарарли газлар мавжудлигини аниқлашда ишлатилади.

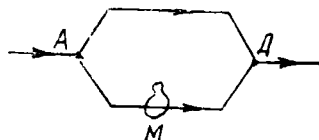
* S дан A пластинкага нурлар ҳар хил бурчак остида тушганда ёки I ва II кўзгуларининг аниқ перпендикуляр бўлмаганлиги натижасида интерференцион манзара амалда ҳаминча йўл-йўл чиқиқлар шаклида рўй беради (тегишлича тенг оғишли ва тенг қалинликдаги йўллар). Бу масала муфассал кўриб чиқилмайди.

Интерферометр ёрдамида Майкельсон ёруғликнинг тезлиги Ер ҳаракатига боғлиқ эмаслигини исботлади. Бу нисбийлик назариясини яратишда хизмат қилувчи тажриба асосларидан бири бўлди.

Микроскоп билан икки нурли интерферометрнинг бирлашмасидан ташкил топган — интерференцион микроскоп деб аталувчи микроскопдан биологияда сивдириш кўрсаткичining, қуруқ модданинг концентрациясини ва шаффоф микрообъектлар қалинлигини улашда фойдаланадилар.

Интерференцион микроскопнинг принципал схемаси 24.8-расмда кўрсатилган. Ёруғлик нури интерферометрдагидек A нуқтада иккига ажралади, битта нур шаффоф микрообъект M орқали, иккинчи нур — ундан ташқарида ўтади.

D нуқтада нурлар бирлашади ва интерференцияланади, интерференция натижаси бўйича ўлчанувчи параметр ҳақида хулоса чиқарилади.



24.8-расм.

24.4-§. ГЮЙГЕНС-ФРЕНЕЛЬ ПРИНЦИПИ

Ёруғлик дифракциясини Гюйгенс—Френель принциpidан фойдаланиб тақрибан ҳисоблаш ва тушунтириш мумкин.

Гюйгенс принциpidа мувофиқ *тўлқин етиб келган тўлқин сиртидаги ҳар бир нуқта иккиламчи элементар тўлқин маркази бўлади, уларнинг ташқи ўрваси келгуси вақт momentiдаги тўлқинли сирт бўлади* (24.9-расм, S_1 ва S_2 — тегишлича t_1 ва t_2 ; $t_2 > t_1$ моментлардаги тўлқин сиртлари).

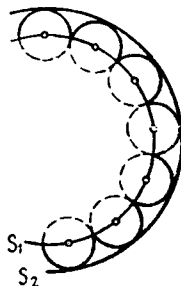
Френель иккиламчи тўлқиннинг когерентлиги ва уларнинг интерференцияланиши тўғрисидаги тасавурларни киритиб Гюйгенснинг қондасини тўлдиради. Бу ғоялар шундай умумлаштирилган шаклда *Гюйгенс-Френель принципи* деган номни олди.

Фазонинг қандайдир нуқтасидаги дифракция натижасини аниқлаш учун тўлқин сиртидан бу нуқтага тушувчи иккиламчи тўлқинлар интерференциясини Гюйгенс-Френель принциpidа мувофиқ ҳисоблаш керак. Ихтиёрий шаклдаги тўлқин сирт учун бундай ҳисоблаш анча мураккабдир, бироқ айрим ҳоллар сферик ёки ясси тўлқинли сирт, тўлқин сиртга ва ношаффоф тўсиққа нисбатан нуқтанинг симметрик жойланишида ҳисоблашлар нисбатан содда бўлади. Бунда тўлқин сиртини муайян тарзда жойлашган айрим қисмларга (*Френель зоналари*га) бўлинадн, бу математик амалларни соддалаштиради.

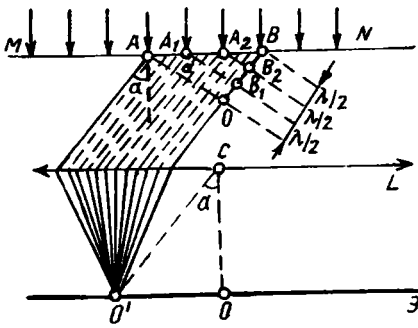
24.5-§. ПАРАЛЛЕЛ НУРЛАРНИНГ ТИРҚИШДАГИ ДИФРАКЦИЯСИ

Ясси ношаффоф тўсиқ MN да жойлашган, энсиз узун тирқишга ясси параллел монохроматик ёруғлик дастаси нормал равишда тушади (24.10-расм; (AB) -а тирқишнинг кенлиги — тўпловчи линза, унинг фокал текислигида дифракцион манзарани кузатиш учун экран жойлашган).

Агар дифракция бўлмаганда эди, ёруғлик нур-



24.9-расм.



24.10-расм.

лари тирқишдан ўтгач, линзанинг бош ўқида ётувчи O — нуқтада фокусланар эди. Ёруғлиқнинг тирқишдаги дифракцияси ҳодисани анча ўзгартиради.

Ёруғлиқ дастасининг барча нурлари узоқдаги битта маъбадан* чиқади ва когерентдир деб ҳисоблаймиз. AB тўлқини сиртининг бир қисmidир, унинг ҳар бир нуқтаси тирқиш орқасида ҳар хил йўналишларда тарқалувчи иккиламчи тўлқинлар марказларидир. Иккиламчи тўлқинларнинг барчасини чиқиб кўрсатиши имкони йўқ, шунинг учун 24.10-расмда фақат тушувчи даста йўналишига ва ланжара нормалга α бурчак остида тарқалувчи иккиламчи тўлқинлар кўрсатилган, холос. Линза бу тўлқинларни экраннинг O' нуқтасига йиғди ва бу ерда уларнинг интерференцияси кузатилади (O' нуқтанинг вазиятини фокал текислиги билан, α -бурчак ташкил қилиб чирилган линза ёрдамчи CO' ўқининг кесини сифатида топилади).

Иккиламчи тўлқин интерференциясининг натижаси қандай бўлишини билиш учун қуйидаги ясашларни бажарамиз. Иккиламчи тўлқин дастаси йўналишига AD перпендикуляр ўтказамиз. Барча иккиламчи тўлқиннинг AD дан то O' гача йўллари таутохрон бўлади, линза улар орасига қўшимча фазалар айирмасини киритмайди, шунинг учун иккиламчи тўлқинларда AD томон ҳосил бўлган йўл айирмаси O' нуқтада ҳам сақланади.

BD ни $\lambda/2$ га тенг кесмаларга бўламиз. 24.10-расмда кўрсатилганидек, бундай кесмалардан натижа олиниган: $[B_1B_2] = [B_2B_1] = [BD] = \lambda/2$ ва B_1 нуқталардан AD га параллел тўғри чизиқлар ўтказиб, AB ни бир-бирига тенг Френель зоналарига бўламиз:

$$|AA_1| = |A_1A_2| = |A_2B|$$

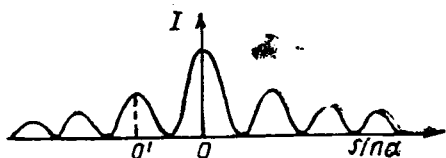
Бирон бир Френель зонасининг қандайдир нуқтасидан чиқувчи иккиламчи тўлқинга мос келадиган ва йўллар орасидаги айирма $\lambda/2$ бўлган иккиламчи тўлқинни қўшни зоналардан топиши мумкин. Масалан, A_2 нуқтадан исталган йўналиши бўйича чиқувчи иккиламчи тўлқинлар O' нуқтагача, A_1 нуқтадан чиққан тўлқинга қараганда $\lambda/2$ га каттароқ бўлган масофани юради ва ҳоказо. Демак, икки қўшни Френель зоналардан келувчи иккиламчи тўлқинлар бир-бирини сўндиради, чунки улар фаза бўйича π га фарқ қилади.

Тирқишга сиғадиган зоналар сони тўлқин узунлиги λ га ва α — бурчакка боғлиқ бўлади. Агар ясаи вақтида тирқиш AB тоқ сон Френель зоналарига, BD эса $\lambda/2$ га тенг тоқ сон кесмаларга

* Амалда нуқтавий маъбадан, 24.10-расмда кўрсатилмаган линза фокусида жойлаш мумкин, у ҳолда линзадан когерент тўлқинлар дастаси тарқалади.

бўлинган бўлса, у ҳолда O' нуқтада ёруғлик интенсивлигининг максимуми кузатилади:

$$|BD| = a \sin \alpha = \pm (2k+1) (\lambda/2) \quad (24.26)$$



24.11-расм.

бу ерда $k=1, 2, \dots$ йўналиши $\alpha=0$ бўлганда ҳам максимумга жавоб беради, чунки барча иккиламчи тўлқинлар O нуқтага бир хил фазада бўлиб келади.

Агар тирқиш AB жуфт сон Френель зоналарига бўлинадиган бўлса, у ҳолда ёруғлик интенсивлигининг минимуми кузатилади:

$$a \sin \alpha = \pm 2k (\lambda/2) = \pm k\lambda \quad (24.27)$$

бу ерда $k=1, 2, \dots$

Шундай қилиб, экран \mathcal{E} да марказий энг равшан ($\alpha=0$) йўлнинг чап ва ўнг томонларида симметрик жойлашган ёруғ (максимум) ва қора минимум йўллар системаси пайдо бўладики, уларнинг марказларига 24.26 ёки 24.27 шартлар мос келади. Қолган максимумларнинг I интенсивликлари узоқлашган сари марказдагидан кўра камайиб боради (24.11-расм).

Агар тирқиш оқ ёруғлик билан ёритилса, у ҳолда экран \mathcal{E} да (24.26), (24.27) га қаранг, рангли йўллар системаси ҳосил бўлади, фақат марказий максимум тушувчи ёруғлик рангини сақлайди, чунки $\alpha=0$ йўналишида ёруғликнинг барча тўлқин узунликлари кучаяди.

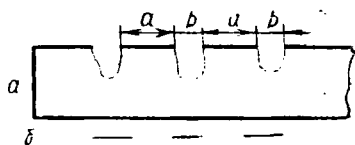
Ёруғлик дифракцияси интерференция каби электромагнит тўлқин энергиясининг фазода тақсимланишига боғлиқ. Шу маънода пошаффоф экрандаги тирқиш, оддий ёруғлик оқимининг ўтишини чегараловчи система бўлмасдан, шу оқимни фазода қайта тақсимловчи ҳамдир.

Тирқиш эни ва тўлқин узунлиги орасидаги муносабатнинг дифракцион манзаранинг кузатилиши имкониятига таъсирини тушуниш учун баъзи хусусий ҳолларни кўриб чиқамиз:

1) $\lambda \ll a$. Максимумлар учун бўлган формулани

$$\sin \alpha = \pm (2k+1)\lambda / (2a)$$

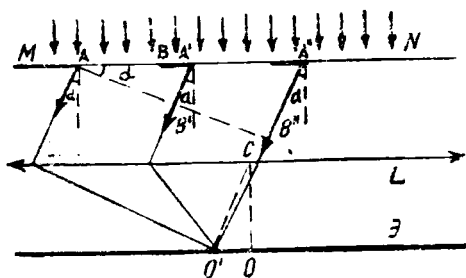
кўринишида ёзсак, амалда барча максимумлар учун $\sin \alpha \approx 0$ га эга бўламиз ва бу вақтда дифракция кузатилмайди. Бу ҳол тўлқин узунлигига нисбатан анча кенг бўлган тирқиш учун мосдир. Масалан, ёруғлик деразадан ўтганда уй ичида дифракцияга эришиш мумкин бўлмайди.



24.12-расм.

$\alpha \leq \lambda$ (24.27) га асосан марказий ёриқ йўлини чегараловчи биринчи минимумлар учун.

$$\sin \alpha = \pm \lambda / a$$



24.13-расм.

ни ёзиш мумкин. Бундан $|\sin \alpha| \geq 1$ га эга бўламиз. Бу $a \ll \lambda$ бўлганда максимумлар ва минимумлар системаси ўрнида бутун экран кучсиз ёритилади, демакдир. Бундай манзара амалда $a \rightarrow \lambda$ шарт бўлгандаёқ ҳосил бўлади.

24.6-§. ДИФРАКЦИОН ПАНЖАРА. ДИФРАКЦИОН СПЕКТР

Дифракцион панжара — бир-бирдан бир хил узоқликда жой-

лашган жуда кўп параллел тирқишлар тўпламидан иборат бўлган оптик асбобдир.

Шиша пластинкага ношаффоф штрихлар чизиш билан дифракцион панжара ясаш мумкин. Тирнамай қолган жойлар — тирқишлар — ёруғликни ўтказади, тирқишлар орасидаги штрихлар ёруғликни сочади ва ўтказмайди. Бундай дифракцион панжаранинг кесими (а) ва унинг шартли белгиси (б) 24.12-расмда кўрсатилган. Тирқишнинг суммар кенглиги — а билан тирқишлар орасидаги оралиқ в нинг йиғиндиси

$$C = a + v \quad (24.28)$$

га *дифракцион панжара доимийси* ёки *даври* дейилади.

Агар панжарага конкрет тўлқинлар дастаси тушса, исалган йўналиш бўйича тарқалувчи иккиламчи тўлқинлар интерференцияланиб, дифракцион манзарани шакллантиради.

Панжарага ясси параллел когерент тўлқинлар дастаси нормал равишда тушсин дейлик (24.13-расм). Панжара нормалига нисбатан бурчак остида тарқалувчи иккиламчи тўлқиннинг бирорта йўналишини танлаб оламиз. Икки қўшни тирқишларнинг четки нуқталаридан келувчи нурларнинг йўли айирмаси: $\delta = |A'B'|$

Қўшни тирқишларда ҳам юқоридегидан жойлашган ҳар жуфт нуқтадан келувчи иккиламчи тўлқинларнинг йўли айирмаси худди шундай бўлади. Агар бу йўли айирмаси бутун сон тўлқин узунлигига қаррали бўлса, у ҳолда интерференция вақтида бош максимумлар ҳосил бўлади, улар учун ушбу шарт бажарилади:

$$|A'B'| = k\lambda \text{ ёки } c \sin \alpha = \pm k\lambda \quad (24.29)$$

бу ерда $k=0, 1, 2, \dots$ — бош максимумлар тартиби. Улар марказий максимумга ($k=0, \alpha=0$) нисбатан симметрик жойлашган бўлади. (24.29) — тенглик дифракцион панжаранинг асосий формуласидир.

Бош максимумлар орасида сони панжара тирқишларининг умумий сонига боғлиқ бўлган минимумлар (қўшимчалар) ҳосил бўлади. Қўшимча минимумлар учун керакли бўлган шартни чиқара-

миз. Қўшни тирқишларнинг мос нуқталаридан α бурчак остида келувчи иккиламчи тўлқин йўллариининг айирмаси λ/N га, яъни:

$$\delta = c \sin \alpha = \lambda/N \quad (24.30)$$

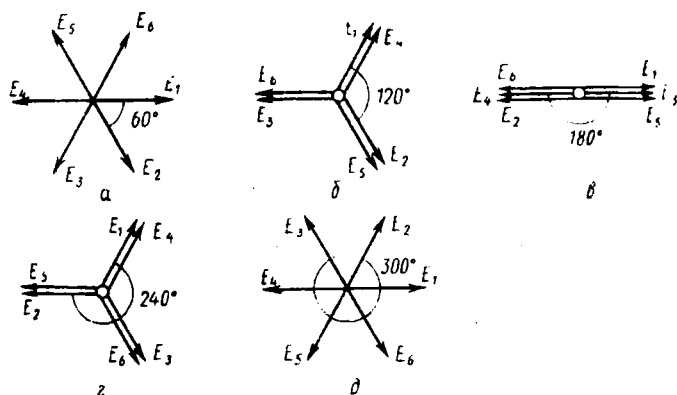
га тенг, бу ерда N — дифракцион панжара тирқишларининг сон. Бу δ йўл айирмасига (24.9 га қаранг) $\Delta\varphi = 2\pi/N$ фазалар айирмаси тўғри келади.

Агар биринчи тирқишдан чиқувчи иккиламчи тўлқин бошқа тўлқинлар билан қўшилиш пайтида нолга тенг бўлган фазага эга деб ҳисобланса, унда иккиламчи тирқишдан чиқувчи тўлқиннинг фазаси $2\lambda/N$ га, учинчидан чиқувчининг $4\lambda/N$ га, тўртинчидан чиқувчи тўлқин фазаси $6\lambda/N$ га ва ҳоказога тенг бўлади. Фазалар фарқини назарда тутиб, бу тўлқинларнинг қўшилиш натижасини векторли диаграмма ёрдамида олиш қулай: исталган қўшни векторлари орасидаги бурчаги $2\lambda/N$ бўлган электр (ёки магнит) майдони кучланганлиги бир хил векторларининг йиғиндиси нолга тенг. Бу (24.30) шарт минимумга тегишли эканини билдиради. Қўшни тирқишлардан чиқувчи иккиламчи тўлқинлар йўллариининг айирмаси $\delta = 2(\lambda/N)$ ёки фазаларининг айирмаси $\Delta\varphi = 2(2\pi/N)$ бўлганда ҳам барча тирқишлардан келувчи иккиламчи тўлқинлар интерференциясининг минимуми олинади ва ҳоказо.

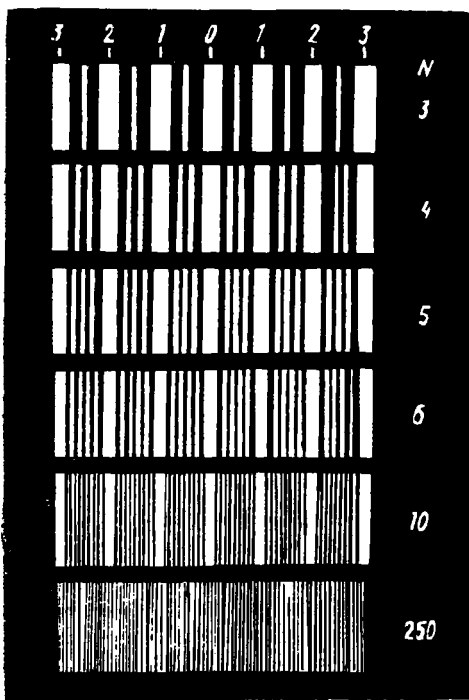
24.14-расмда яққоллик учун олти тирқишдан иборат дифракцион панжарага мос векторли диаграмма тасвирланган. E_1, E_2 ва ҳоказо биринчи, иккинчи ва бошқа тирқишлардан чиқувчи электр магнит тўлқинлар электр ташкил этувчиларининг кучланганлик векторлари. Интерференция вақтида пайдо бўлувчи бенига қўшимча минимум (векторлар йиғиндиси нолга тенг) қўшни тирқишлардан келувчи тўлқинлар фазаларининг айирмаси 60° (а), 120° (б), 180° (в), 240° (г) ва 300° (д) бўлганда кузатилади.

Жумладан, марказий ва ҳар бир биринчи бош максимумлар орасида $N - 1$ та:

$$C \cdot \sin \alpha = \pm \lambda/N, \pm 2\lambda/N, \pm \dots, \pm (N - 1) \lambda/N \quad (24.31)$$



24.14-расм.



24.15-расм.

расмда тирқишлар сони N турли хил бўлган (дифракцион панжара доимийси бир хил) панжарадан олинган дифракцион манзара фотосурати, 24.16-расмда эса интенсивликларнинг тақсимланиш графиги кўрсатилган.

Бир тирқишдан олинган минимумлар родини алоҳида кўрсатиб ўтамиз. (24.27) шартни қаноатлантирувчи йўналишда, ҳар бир тирқиш минимум беради. Шунинг учун бир тирқишдан олинган минимум бутун панжара учун ҳам сақланади. Агар биронта йўналиш учун бир вақтда, ҳам (24.27), ҳам (24.29) шартлар бажарилса, у ҳолда мос равишда бош максимумлар пайдо бўлмайди. Одатда, бир тирқишдан олинган биринчи минимумлар орасидаги, яъни:

$$\arcsin(\lambda/a) > \alpha > -\arcsin(\lambda/a) \quad (24.33)$$

интервалда жойлашган бош максимумлардан фойдаланишга янтилади.

Дифракцион панжарага оқ ёруғлик тушса, ҳар бир бош максимум, марказдан бошқа, спектрга ажралган бўлади. (24.29)га қаранг. Бундай ҳолда k спектр тартибини кўрсатади.

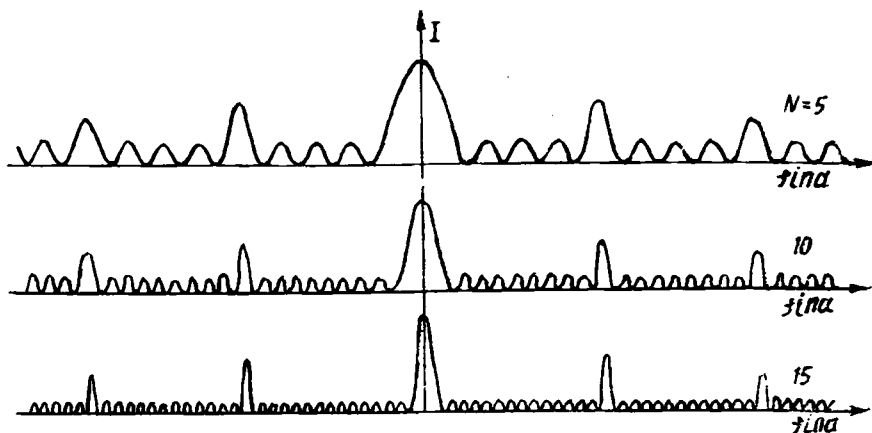
Шундай қилиб, панжара ҳам тирқиш каби спектрал асбобдир, шунинг учун унга спектрал чизиқларни ажрата олиш — фарқ қилиш имкониятини баҳоловчи характеристика муҳим аҳамиятга эга. Шундай характеристикаларнинг бири — *бурчак дисперсия* — спектрнинг бурчак кенлигини аниқлайди.

шартни қаноатлантирувчи қўшимча минимумлар мавжудлигига ишонч ҳосил қилиш мумкин. Биринчи ва иккинчи бош максимумлар орасида ҳам $N - 1$ та:

$$\begin{aligned} c \sin \alpha = & \pm(N+1)\lambda/N, \\ & \pm(N+2)\lambda/N, \dots, \\ & \pm(2N-1)\lambda/N \end{aligned} \quad (24.32)$$

шартни қаноатлантирувчи минимумлар жойлашган. Шундай қилиб исталган икки қўшни бош максимумлар орасида $N - 1$ та қўшимча минимум кузатилади.

Тирқишлар сони кўп бўлганда айрим қўшимча минимумлар амалда кўринмайди, бош максимумлар орасидаги фазонинг ҳамма жойи қоронғи бўлиб кўринади. Дифракцион панжара тирқишларининг сони қанча кўп бўлса, бош максимумлар шунча яққол намоён бўлади. 24.15-



25.16-расм.

У сон жиҳатдан, тўлқин узунликлари бирга фарқ қилувчи ($d\lambda=1$) спектрнинг икки чизиги орасидаги бурчак масофа $d\alpha$ га тенгдир:

$$D = d\alpha/d\lambda$$

(24.29)ни дифференциаллаб,

$$C \cos \alpha d\alpha = k d\lambda$$

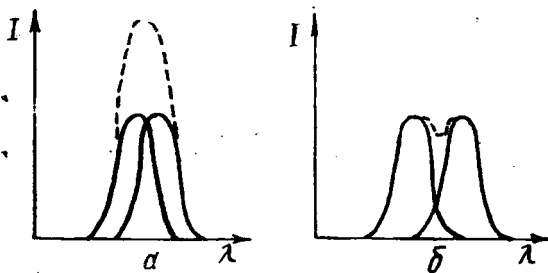
ни оламиз. Кейинги икки тенгликдан:

$$D = k / (c \cos \alpha) \quad (24.34)$$

Одатда кичик бурчаклардан фойдаланилгани учун $\cos \alpha \approx 1$ бўлади. Спектр тартиби k қанча катта ва дифракцион панжара допийиси C қанча кичик бўлса, бурчак дисперсия шунча юқори бўлади.

Бир-бирига юқори жойлашган спектрал чизиқларни ажратиш имконияти фақат спектр кенглигига ва бурчак дисперсиясига боғлиқ бўлмай, бир-бирини қоплаши мумкин бўлган чизиқлар кенглигига ҳам боғлиқ бўлади.

Агар бир хил интенсивликдаги икки максимумлар орасида максимал интенсивлиги 80 фоизни ташкил этган соҳа ётган бўлса, максимумларга тегишли спектрал чизиқлар энди ажратилади, деб ҳисоблаш қабул қилинган. Бу ҳолда Ж. У. Релей фикрича, бир чизиқнинг максимуми энг яқиндаги бошқа чизиқнинг минимумига тўғри келади, шунинг учун ажратилишнинг мезони ҳисобланади. 24.17-расмда айрим чизиқлар интенсивлиги I билан тўлқин узунлиги — λ орасидаги боғланишлар (туташ эгри чизиқ) ва уларнинг йиғинди интенсивлиги (пунктир) кўрсатилган. Расмлардан икки чизиқнинг ажратилмаганлиги (a) ва битта чизиқ максимумининг энг яқиндаги бошқасининг минимумга тўғри келиб, чегаравий ажратилганлик b ни кўриш мумкин.



24.17-расм.

Спектрал чизиқларнинг ажратила олиши миқдор жиҳатдан ажрата олиш қобилияти билан баҳоланади, у тўлқин узунлиги билан энди ажратила олинувчи энг кичик тўлқин узунликлари интервалининг нисбатига тенг:

$$k = \lambda / \Delta\lambda \quad (24.35)$$

Жумладан, агар бир-бирига яқин бўлган икки $\lambda_1 \approx \lambda_2$; $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ тўлқин мавжуд бўлса, у ҳолда (24.25) ни тақрибан қуйидагича ёзиш мумкин:

$$R = \lambda_1 / (\lambda_1 - \lambda_2) \text{ ёки } R = \lambda_2 / (\lambda_1 - \lambda_2) \quad (24.36)$$

Биринчи тўлқин учун бош максимум шarti:

$$c \sin \alpha = k\lambda_1$$

Унга энг яқин ётувчи иккинчи тўлқиннинг минимуми тўғри келди, унинг шarti

$$c \sin \alpha = k\lambda_1 + \lambda_2 / N$$

Кейинги икки тенгликнинг ўнг томонларини тенглаштирсак;

$$k\lambda = k\lambda_2 + \lambda_2 / N; \quad k(\lambda_1 - \lambda_2) = \lambda_2 / N$$

га эга бўламиз. Бундан (24.36) га қаранг:

$$R = kN \quad (24.37)$$

ни оламиз. Шундай қилиб, спектр тартиби R ва штрихлар сони N қанча кўп бўлса, дифракцион панжаранинг ажратиш қобилияти шунча катта бўлади.

Мисол

Тирқишларнинг сони $N = 10000$ бўлган дифракцион панжарадан олинган спектрда, $\lambda = 600$ нм узунликдаги тўлқин яқинида икки чизиқ бор. Тўлқин узунликларида қандай минимал фарқ бўлганда бу чизиқлар учинчи тартибли спектрда ($R = 3$) ажралиб кўринади?

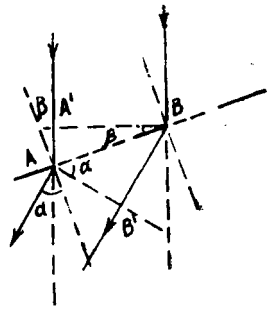
Бу саволга жавоб бериш учун (24.35) ва (24.37) ни тенглаштираемиз: $\lambda / \Delta\lambda = kN$, бундан $\Delta\lambda = \lambda / RN$. Сон қийматларни бу формулага қўйиб:

$$\Delta\lambda = 600 \text{ нм} / (3 \cdot 10000) = 0,02 \text{ нм}$$

ни топамиз. Шундай қилиб, масала, узунликлари 600,00 нм ва 600,02 нм бўлган тўлқинлар спектрга ажралиб, узунлиги 600,00 нм ва 600,01 нм бўлгани ажралмайди.

Қия тушган когерент нурлар учун (24.18-расм, β -тушиш бурчаги) дифракцион панжара формуласини чиқарамиз. Дифракцион панжаранинг шаклланиш шартлари (линза, фокал текисликдаги экран) нурлар перпендикуляр бўлиб тушишдаги каби бўлади.

Тушувчи нурларга $A'B$ ва панжара текислиги-га ўтказилган перпендикулярга нисбатан α бурчак остида чиқувчи иккиламчи тўлқинларга AB' перпендикуляр ўтказамиз. 24.18-расмдан кўринадики, $A'B$ вазиятда нурлар бир хил фазага эга. AB' ҳолатда ва ундан сўнг нурлар фазаларининг айирмаси сақланади. Шунингдек, йўл айирмаси



$$\delta = (AA') - (BB') \quad (24.38)$$

$\Delta AA'B$ дан: $|AA'| = |AB| \sin \beta = c \cdot \sin \beta$

$\Delta BB'A$ дан: $|BB'| = |AB| \sin \alpha = c \cdot \sin \alpha$

(AA') ва (BB') учун бўлган ифодаларни (24.38) га қўйиб ва бош максимумлар учун шартни ҳисобга олиб:

$$c(\sin \beta - \sin \alpha) = \pm k\lambda \quad (24.39)$$

24.18-расм.

га эга бўламиз. Марказий бош максимум ташувчи нурлар йўналишига мос келади ($\alpha = \beta$).

Шаффоф дифракцион панжаралар билан бир қаторда штрихлари металл сиртга чизилган қайтаргич панжаралар ҳам ишлатилади. Бу ҳолда қузатиш қайтган ёруғликда олиб борилади. Ботиқ сиртда ясалган қайтаргич дифракцион панжаралар, дифракцион манзарани линзасиз ҳосил қилиш қобилиятига эга.

Ҳозирги замон дифракцион панжараларида штрихларнинг максимал сони 1 мм да 2000 дан кўпроқ, штрихланган сиртнинг максимал катталиги эса 300×300 мм² ни ташкил этади, бу N учун миллионга яқин қийматни беради.

24.7-§. РЕНТГЕНОСТРУКТУР АНАЛИЗ АСОСЛАРИ

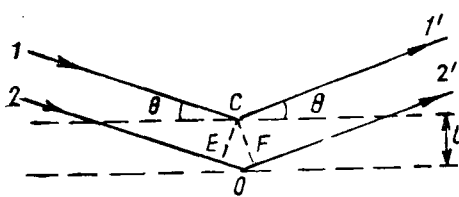
Дифракцион панжаранинг асосий формуласи (24.29)дан фақат тўлқин узунлигини аниқлаш учун фойдаланмасдан, балки тескари масалани — маълум тўлқин узунлиги бўйича дифракцион панжара доимийсини топиш учун ҳам ишлатиш мумкин. Дифракцион панжарага оид бундай оддийгина масала рентген нурлари дифракцияси воситаси билан кристалл панжара параметрини ўлчаш каби амалий муҳим масалага олиб келадики, у рентген структур анализ мазмунини ташкил этади.

Штрихлари ўзаро перпендикуляр бўлган икки дифракцион панжара бирлаштирилган бўлсин дейлик. Панжаралар учун мос равишда бош максимумлар шартлари бажарилади:

$$c_1 \sin \alpha_1 = \pm k_1 \lambda, \quad c_2 \sin \alpha_2 = \pm k_2 \lambda \quad (24.40)$$

α_1 ва α_2 бурчаклар ўзаро перпендикуляр йўналишлар бўйича ҳисобланади. Бу ҳолда экранда доғлар системаси пайдо бўлиб, уларнинг ҳар бирига k_1 ва k_2 ёки x_1 ва x_2 жуфт қийматлар мос келади. Шундай қилиб, бу ерда ҳам дифракцион доғлар вазияти бўйича c_1 ва c_2 ни топиш мумкин.

Масалани мураккаблаштириб, дифракцион манзара уч ўлчовли



24.19-расм.

даврий структура параметрла-
рвиши ҳам ўлчанга имкон бера-
ди деб ҳисоблаш маантиқийдир.
Кристаллар, йирик молекула
ва шунга ўхшаш табиий ҳаж-
мий даврий структуралардан-
дир. Кристаллда иккиламчи
тўлқинлар бирламчи нурлар-
нинг атомлар электронлари би-
лаи ўзаро таъсири натижасида
пайдо бўлади.

Дифракцион манзарани аниқ кузатиш учун тўлқин узунлиги
билан даврий структура параметри орасида муайян муносабат ба-
жарилиши лозим (24.5-параграфга қаранг). Энг қулай шароитлар-
га бу катталикларнинг тахминан бир хил тартибда бўлиши мос ке-
лади. Кристаллда тарқатувчи марказлар (атомлар) орасидаги масо-
фа тахминан рентген нурларининг тўлқин узунлиги ($\sim 10^{-10}\text{м}$)
га тенг эканлигини кўзда тутиб, бундай нурлар учун кристаллни
уч ўлчовли дифракцион панжара деб ҳисоблаш мумкин бўлади.

29.19-расмда пунктир чизиқ билан икки қўшни кристаллогра-
фик текисликлар кўрсатилган. Рентген нурларининг атомлар билан
ўзаро таъсири ва иккиламчи тўлқинларнинг пайдо бўлишини —
соддалаштирилган методда, текисликлардан қайтиш деб қаралади.
Кристаллга сирпаниш бурчаги Θ остида 1 ва 2 рентген нурлари
тушени дейлик; 1' ва 2'-қайтувчи иккиламчи нурлар. CE ва CF-
тегишлича тушувчи ва қайтувчи нурларга ўтказилган перпенди-
кулярлар.

Қайтувчи (иккиламчи) нурлар 1' ва 2' йўллрининг айирмаси:

$$\delta = |DE| - |DF| = 2l \sin \Theta \quad (24.41)$$

бу ерда l — текисликлар орасидаги масофа.

Қайтини вақтидаги интерференция максимумлари йўллар айир-
маси бутун сон тўлқин узунлигига тенг бўлган ҳолда ҳосил бў-
лади:

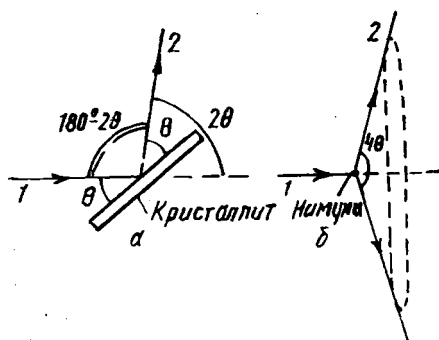
$$2l \sin \Theta = k\lambda \quad (24.42)$$

бу ерда $k = 1, 2, 3, \dots$

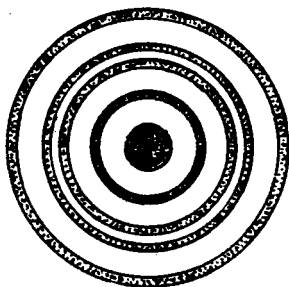
Бу Вульф-Брэгглар формуласидир.

Монохроматик рентген нурлари кристаллга турли бурчаклар
остида тушганда энг кўп қайтиш (максимум) (24.42) шартга жа-
воб берувчи бурчаклар учун ўринли бўлади. Туташ спектрли рент-
ген нурланшининг дастаси муайян сирпаниш бурчаги остида
тушган вақтда дифракция максимуми, Вульф-Брэгглар шартини
қаноатлантирувчи тўлқин узунликларини учун бажарилади.

П. Дебай ва П. Шеррер монохроматик рентген нурларининг
ярим кристалл (одатда прессланган порошок ҳолида) жисмларда
дифракцияланишига асосланган рентгеноструктур анализ услубини



24.20-расм.



24.21-расм.

таклиф қилди. Кўпчилик кристаллар орасида улар учун l , θ ва k бир хил бўлади, шунингдек бу катталиклар Вульф-Брэгглар формуласига мос келади.

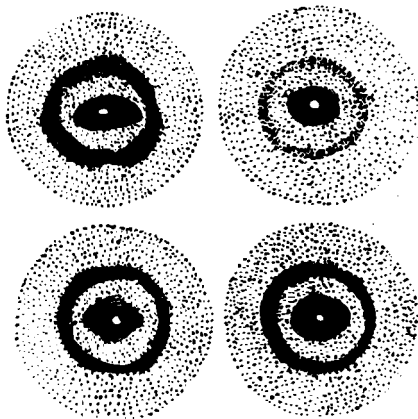
Қайтган нур 2 максимум тушувчи рентген нури 1 билан 2θ бурчак ҳосил қилади (24.20-а расм), 24—42 шарт турлича ориентацияланган кўпчилик кристаллар учун бир хил бўлгани учун дифракцияланган рентген нурлари — фазода учи, текшириладиган объектда ётувчи, очилиш бурчаги 40 га тенг бўлган конус ҳосил қилади (24.20-б-расм). (24.42) шартни қаноатлантирувчи бошқа l , θ ва k катталикларнинг тўнламига бошқа конус мос келади. Фотопленкаларда рентген нурлари айланалар (24.21-расм) ёки ёйлар кўринишидаги рентгенограмма (дебалграмма) ҳосил қилади.

Рентген нурларининг дифракциясини уларнинг аморф қаттиқ жисмлар, суюқликлар ва газлар томонидан сочилиб тарқатилган вақтларида ҳам кузатиш мумкин. Бу ҳолларда рентгенограмма кенг, четлари ёйлиб кетган ҳалқалар шаклида бўлади.

Ҳозирги вақтда биологик молекулалар ва системаларни рентгенструктур анализи кенг қўлланилмоқда; 24.22-расмда оқсилларнинг рентгенограммалари кўрсатилган.

Ж. Уотсон ва Ф. Крик бу метод билан ДНК структурасини аниқлашди ва шунинг учун Нобель мукофотига сазовор бўлдилар (1962 й.).

Кристалларнинг спектри таркибини текширишда улардан олинган рентген нурлари дифракциясидан фойдаланиш рентген спектроскопия соҳасига тегишлидир.



24.22-расм.

24.8-§. ГОЛОГРАФИЯ ҲАҚИДА ТУШУНЧА ВА УНИНГ ТИББИЁТДА ТАТБИҚ ЭТИЛИШ ИМКОНИАТИ ҲАҚИДА

Тўлқинлар интерференцияси ва дифракцияси асосида тасвири ёзиш ва қайтадан тиклаш методи — *голография** дейилади.

Голография гоёси дастлаб 1948 йилда Д. Габор томопидан тасвир этилган эди. Бироқ ундан амалда фойдаланиш лазерлар пайдо бўлгандан кейингина мумкин бўлди.

Голография ҳақидаги баёнини фотография билан таққослаб бошлаш ўринлидир. Фотографиялаш вақтида фотопленкада предметдан қайтган ёруғлик тўлқинларининг интенсивлиги фиксацияланади. Бу ҳолдаги тасвир қоронги ва ёруғ нуқталар тўпламидан иборат бўлади. Сочилувчи тўлқинлар фазалари регистрацияланмайди, шундай қилиб, предмет тўғрисидаги маълумотнинг анча қисми йўқолади.

Голография объект ҳақида, буюмдан сочилган тўлқинлар амплитудалари ва фазалари ҳисобга олингани ҳолда тўлароқ маълумотларни қайд этиш ва қайтадан тиклашга имкон беради. Тўлқин интерференцияси орқали фазани қайд этиш мумкин. Шу мақсадда ёруғликни фиксацияловчи сирт устига иккита когерент тўлқин юборилади: биринчиси *бевосита ёруғлик* манбаидан ёки ёрдамчи қурол сифатида ишлатилувчи кўзгулардан келувчи таянч когерент тўлқин ва иккинчиси сигнал когерент тўлқин. Сигнал тўлқин таянч тўлқин қисмининг буюмдан сочиллиши — қайтиши вақтида ҳосил бўлади ва у тўғрисида тегишли ахборотга эга бўлади.

Сигнал тўлқин ва таянч тўлқин қўшилиши туфайли ҳосил бўлган ва ёруғликка сезгир пластинкада қайд қилинган интерференцион манзарага голограмма дейилади. Тасвир қайта тикланиши учун голограмма худди шу таянч тўлқин билан ёритилади.

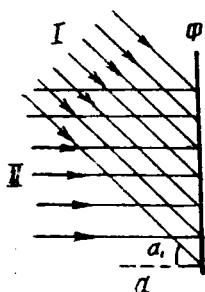
Баъзи мисолларда голограмманинг қандай олинлиши ва тасвирининг қайта тикланишини кўрсатамиз.

Ясси тўлқин голограммаси. Бу ҳолда голограммада — Φ фотопластинка устига α_1 бурчак остида тушувчи ясси сигнал тўлқин. I қайд қилинади (24.23-а расм). Таянч тўлқин II нормал равишда тушади, шунинг учун фотопластинканинг барча нуқталарида унинг фазаси бир хил бўлади.

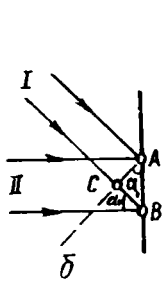
Сигнал тўлқинининг фазалари унинг қия бўлиб тушганлиги туфайли ёруғликка сезгир қатламнинг ҳар хил нуқталарида турлича бўлади. Бундан таянч ва сигнал тўлқинлар нурларининг фазалар айирмаси бу нурларнинг фотопластинкада учрашини жойига боғлиқ эканлиги келиб чиқади ва интерференция максимумлари ҳам минимумлари шартларига мувофиқ олинган голограмма қоронги ва ёруғ йўл (полоса) лардан иборат бўлади.

AB (24.23-б расм) бир-бирига яқин турган қоронги ёки ёруғ интерференцион полосаларнинг марказлари орасидаги масофага

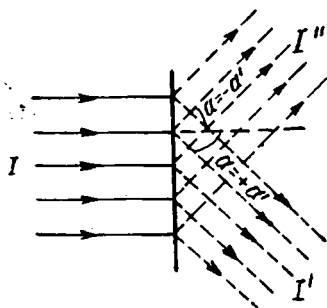
* Голография (грекча) — тўла ёзиш методи.



24.23-расм.



24.24-расм.



мос бўлсин дейлик. Бу сигнал тўлқинидаги А ва В нуқталарнинг фазалари 2λ га фарқ қилади, демакдир. Унинг нуқталарига нормал АС ни чизиб (тўлқин fronti), А ва С нуқталарнинг фазалари бир хил бўлганини кўриш қийин эмас. В ва С нуқталар фазаларининг 2λ га фарқланиши $(BC) = \lambda$ эканлигини билдиради. Тўғри бурчакли $\triangle ACB$ дан $\alpha = \alpha_1$ деб ҳисоблаб:

$$|AB| \approx |BC| / \sin \alpha_1 = \lambda / \sin \alpha_1 \quad (24.43)$$

га эга бўламиз.

Шундай қилиб, бу мисолда голограмма дифракцион панжарага ўхшайди, чунки ёруғликка сезгир спирта тебранишларнинг кучайган (максимум) ва заифлашган (минимум) соҳалари қайд этилган, улар орасидаги масофа АВ (24.43) формула бўйича аниқланади.

Сигнал тўлқин таянч тўлқин қисмининг буюмдан қайтишида ҳосил бўлгани учун, бу ҳолда ясси кўзгу ёки призма, яъни ясси таянч тўлқинни ясси сигнал тўлқинга айлантирувчи мосламалар буюм ўрнида эканлиги тушунарли (24.23-а расмда техник тафсилотлар кўрсатилмаган).

Голограммага таянч тўлқин — I ни йўналтириб (24.24-расм), дифракция ҳосил қиламиз (24.6-§ а га қаранг).

(24.29) га мувофиқ биринчи бош максимумлар ($k=1$)

$$\sin \alpha = \pm \lambda / c \quad (24.44)$$

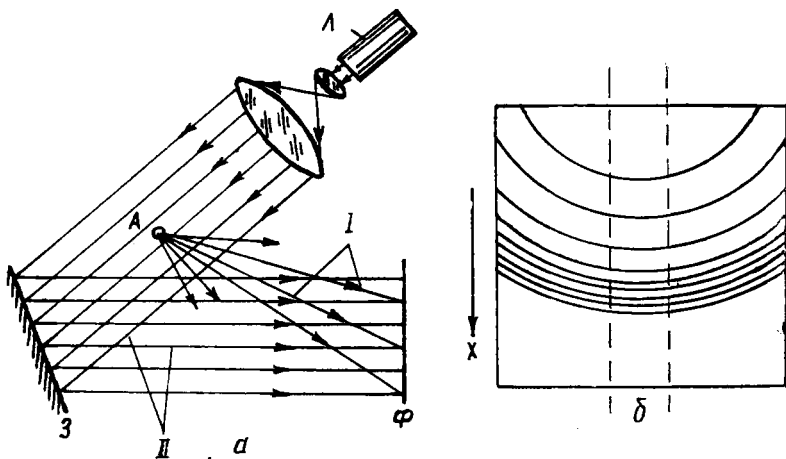
йўналишларга мос бўлади; (24.43) даги АВ ни, бундаги С ни ўрнига қўйсақ, у ҳолда

$$\sin \alpha \pm \lambda \sin \alpha_1 / \lambda = \pm \sin \alpha_1 \quad (24.45)$$

га эга бўламиз, бундан: $\alpha = \pm \alpha_1$

(24.46) дан α_1 бурчак остида дифракцияланган тўлқин I^1 нинг йўналиши (24.24-расмга қаранг) сигнал тўлқинининг йўналишига мос эканлиги кўриниб турибди — буюмдан қайтган (сочилган) тўлқин ана шундай тикланади.

Тўлқин I'' ва қолган бош максимумларнинг (расмда кўрсатилмаган) тўлқинлари ҳам голограммада қайд қилинган ахборотни қайта тиклайди.

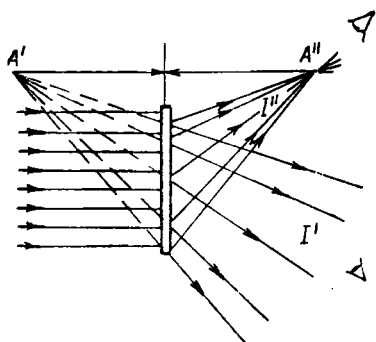


24.25-расм.

Нуқта голограммаси. Таянч тўлқин II нинг бир қисми нуқтавий A объектга (24.25-а расм) тушади ва ундан сферик сигнал тўлқини I шаклида сочилади, иккинчи қисми ясси кўзгу K томонидан фотопластинка Φ га туширилади, унда эса бу тўлқинлар интерференцияланади. L лазер нурланиш манбаи ҳисобланади. 24.25-б, расмда олинган голограмма схематик тасвирланган.

Гарчи берилган мисолда сигнал тўлқин сферик бўлсада, бирмунча тақрибийлик билан (24.45) формулани татбиқ этиш мумкин ва α бурчак (24.23-а, расмга қаранг) катталашган сари қўшни полосалар орасидаги AB масофа камаяди. Голограммада (24.24-б, расм) пастки ёйлар зичроқ жойлашган бўлади.

Агар голограммадан 24.25-б, расмда цунктир чизиқлари билан кўрсатилган энсиз полоса кесиб олинса, у ҳолда бу доимийси ўқи йўналишида камайиб борган энсиз дифракцион панжарага ўхшаш бўлади. Бундай панжарада биринчи бош максимумга мос бўлган иккиламчи тўлқинларнинг оғиши, тирқишнинг координатаси X катталашган сари ўсиб боради (24.44 га қаранг), C камайиб ($\sin \alpha$) катталашиб боради.



24.26-расм.

Шундай қилиб, ясси таянч тўлқин билан тасвир тикланганда, дифракцияланган тўлқинлар ясси бўлмайди. 24.26-расмда A нуқта-нинг мавҳум A' тасвирини шакллантирувчи I' тўлқин ва ҳақиқий A'' тасвирини ҳосил қилувчи I'' тўлқин кўрсатилган.

Буюм сочган тўлқин таянч тўлқин билан биргаликда голограмманинг барча нуқталарига тушгани учун голограмманинг ҳамма

участкалари буюм тўғрисидаги ахборотга эга бўлади ва тасвирни тиклаш учун бутун голограммадан фойдаланиш шарт эмас. Бироқ, буюмни тиклаш учун голограмманинг қанча камроқ қисми ишлатилса, тикланган тасвирнинг шунчалик ёмонроқ бўлишини эсла-тиб ўтамыз. 24.26-расмдан кўринишича, мавҳум ва ҳақиқий тас-вирларни шунда ҳам ҳосил қилиш мумкинки, агар тиклаш учун масалан, голограмманинг пастки ярмидан (штрихлар билан кўр-сатилган) фойдаланилса, бироқ бу вақтда тасвирни камроқ нурлар шакллантирган бўлади.

Ҳар қандай буюм нуқталар тўпламидир. Шунинг учун битта нуқта учун келтирилган мулоҳазалар исталган буюм голограммаси учун умумлаштирилиши мумкин. Голографик тасвирлар ҳажмий-дир ва уларнинг кўриниши тегишли буюмларнинг кўринишидан ҳеч бир фарқ қилмайди*.

Тасвирнинг турли нуқталарини равшан кўриниши кўзнинг адаптацияланиши туфайли ҳосил қилинади (26.4-§ а га қаранг); кўриш нуқтаси ўзгарганда, манзара ўзгаради, тасвирнинг бир хил детал-лари бошқаларини тўсиб қўйишлари мумкин.

Тасвирни тиклашда таянч тўлқин узунлигини ўзгартириш мум-кин. Масалан, кўринмас электрмагнит тўлқинлар (ультрабинаф-ша, инфрақизил ва рентген) ҳосил қилган голограммани кўринув-чи ёруғлик билан тиклаш мумкин. Жисмларнинг электромагнит тўлқинларни қайтариши ва ютиш шартлари, хусусан, тўлқин узун-лигига боғлиқ бўлгани учун, голографиянинг бу хусусияти ундан ички кўрув ва интроскопия** методи сифатида фойдаланишга им-кон беради.

Ультратовушли голография қизиқарли ва муҳим истиқболлар очилишига имкон беради.

Голограммани ультратовушли механик тўлқинларда олиб, уни кў-ринувчи ёруғлик ёрдамида қайта тиклаш мумкин. Ультратовушли голографиядан тиббийтда диагностика мақсади учун одамнинг ички органларини кўриш, туғилмаган боланинг жинсини аниқлаш ва ҳоказода фойдаланиш мумкин. Бу методнинг катта маълумот бе-рувчи эканлиги ва ультратовушнинг рентген нурларига нисбатан зарари анча камлигини назарда тутсак келажакда ультратовушли голографик интроскопия одатдаги рентгенодиагностика ўрнини эгал-лаши мумкин.

Голографиянинг яна бир медико-биологик татбиқ этилиши — голографик микроскоп билан боғлиқдир. Унинг тузилиши шун-га асосланганки, агар ясси таянч тўлқиндан ёзилган голограмма ёйилувчи сферик тўлқин билан ёритилса, жисмнинг катталашган тасвири ҳосил бўлади.

Совет физиги, Ленин мукофоти лауреати Ю. Н. Денисюк ранг-

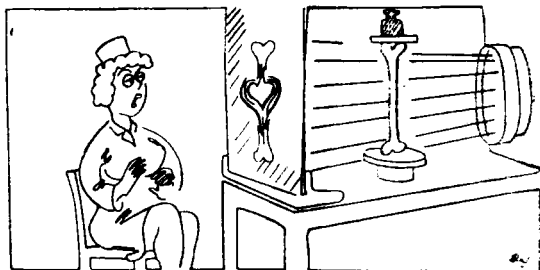
* Бир оз фарқланиш тасвирнинг бир рангли бўлиши билан тушунтири-лади, ёзилиш ва монохроматик тўлқин билан тиклаш вақтида бундай бўлиш муқаррар.

** Лотинча Intro — ички, skopos — кўраман. Оптик ношаффоф жисм ва муҳитларда, шунингдек, ёмон кўриниш шароитларда объектлар, ҳодисалар ва процессларни визуал кузатиш.

ли голография методини ишлаб чиқиб, голография тараққийига ҳисса қўшди. Ҳозир голографиянинг ҳамма қўлланиши имкониятларини: кино, телевидение, хотирловчи қурилма ва ҳоказоларни баҳолаш қийин. Бу усул замонамизнинг энг буюк ихтироларидан бири экани шубҳасиз.

Йигирма бешинчи боб

Ёруғликнинг қутбланиши



Ушбу бобда ёруғлик тўлқинларида электр ва магнит векторларининг тартибли ориентацияланишини ҳосил қилиш методлари, шунингдек, бундай тўлқинларнинг баъзи хоссалари кўриб чиқилади.

25.1-§. ТАБИИЙ ВА ҚУТБЛАНГАН ЁРУҒЛИК. МАЛЮС ҚОНУНИ

E векторлари ва демак, H векторлари ҳам тўлиқ аниқ текисликларда ётган электромагнит тўлқин — *ясси қутбланган тўлқин* дейилади.

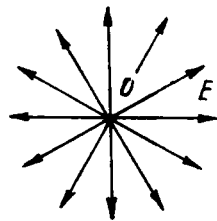
Электрик E вектор ва электромагнит тўлқиннинг тарқалиш йўналишидан ўтувчи текислик *қутбланиш текислигидир**.

Ясси қутбланган тўлқинни якка атом нурлайди. Қуёшдан келувчи табиий ёруғлик, лампочканинг қизиган толаси, газ разрядли трубка, алағга ва шунга ўхшашлардан келувчи ёруғликлар хаотик ориентацияланган атомлар тўпламининг тартибланмаган нурланишларидан йўғилади, шунинг учун E нинг йўналиши бир текисликда сақлана олмайди**. Бундай ёруғликни тебранишлар текислиги хаотик ориентацияланган устма-уст тушувчи ясси қутбланган тўлқинлар деб ҳисоблаш мумкин, уларда электрик векторлар, нурга перпендикуляр бўлган ҳар қандай йўналишлар бўйича ориентацияланган. 25.1-расмда бирор пайтдаги O нурнинг кесими ва E векторларининг нурга перпендикуляр бўлган текисликдаги проекциялари кўрсатилган.

* Бу атама СССР ФА комиссиясининг тавсиясига мувофиқ таърифланган.

** Ҳақиқатан ҳам, кўпгина манбалар қисман қутбланган ёруғликни нурлайди.

Агар табиий ёруғлик нуридан ўтувчи исталган икки ўзаро перпендикуляр текислик танлаб олиб, E векторларни текисликларга проекцияланса, ўрта ҳисобда бу проекциялар бир хил бўлади. Шунинг учун табиий ёруғлик нурини, устига бир хил миқдорда чизиқчалар ва нуқталар шаклида проекциялар жойлаштирилган тўғри чизиқ (25.2-а расм) каби тасвирлаш қулайдир. Шундай қилиб чизиқчали тўғри чизиқ (25.2-б расм) ёки нуқтали тўғри чизиқ (25.2-в расм) ясси қутбланган ёруғлик нурини белгилайди.



25.1-расм.

Қисман қутбланган деб аталувчи табиий ва қутбланган ташкил этувчилардан иборат бўлган ёруғлик нури шартли равишда 25.2-г, д-расмда кўрсатилган бўлиб, шу билан бирга чизиқчалар ва нуқталар соянинг нисбати қутбланиш даражасини, яъни ёруғликнинг тўла интенсивлигига нисбатан қутбланган ташкил этувчиси интенсивлигининг ҳиссасини акс эттиради.

Табиий ёруғликдан қутбланган ёруғликни олишга имкон берувчи қурилма *поляризатор* (қутблагич) дейилади. У фақат E ташкил этувчини ва мос равишда H ни қандайдир текисликка — *қутблагичнинг бош текислигига ўтказди*.

Бу ҳолда қутблагич орқали тушаётган ёруғлик интенсивлигининг ярмига тенг интенсивликдаги қутбланган ёруғлик ўтади.*. Қутблагични табиий ёруғлик нурига нисбатан айлантирганда қутблагичдан чиққан ясси қутбланган ёруғликнинг тебранишлари текислиги бурилади, ammo унинг интенсивлиги ўзгармайди. Қутблагичдан қутбланган ёруғликни анализ қилиш учун фойдаланиш мумкин, бунда уни *анализатор* деб аталади.

Агар амплитудаси электрик E_0 векторга тенг бўлган ясси қутбланган ёруғлик анализаторга тушса, у векторнинг фақат

$$E = E_0 \cos \varphi \quad (25.1)$$

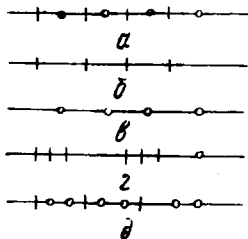
га тенг бўлган қандайдир ташкил этувчисинигина ўтказди, бу ерда φ — анализатор A билан поляризатор (қутблагич) P ниш бош текисликлари орасидаги бурчак (25.3-расм).

Ёруғликнинг интенсивлиги тебранишлар амплитудасининг квадратига пропорционал бўлгани учун [(17.16) га қаранг] (25.1) дан

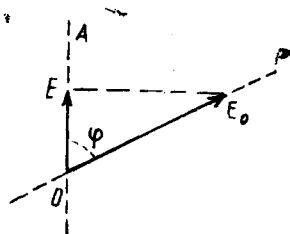
$$I = I_0 \cos^2 \varphi \quad (25.2)$$

ни оламиз, бу ерда I_0 — анализаторга тушувчи ясси қутбланган ёруғликнинг интенсивлиги, I — анализатордан чиққан ёруғликнинг интенсивлиги, (25.2) тенглама *Малюс қонунини* ифодалайди.

* Ёруғликнинг қутблагич томонидан ютилиши бу ерда ва келгусида ҳисобга олинмайди.



25.2-расм.



25.3-расм.

Малюс қонунидан кўринишича, анализатор тушувчи ясси қутбланган ёруғлик нурига нисбатан бурилганда чиқувчи ёруғликнинг интенсивлиги нолдан I_0 гача ўзгаради. Агар анализатор тушувчи нурга нисбатан ўқ атрофидагидек бурилса, ўтувчи ёруғликнинг интенсивлиги ўзгармайди, унда ёруғлик табиий бўлиши мумкин*, агар бу вақтда интенсивлик (25.2) қонун бўйича ўзгарса, унда тушувчи ёруғлик ясси қутбланган бўлади.

«Ёруғликнинг қутбланиши» термини икки маънога эга. Биринчидан, бу тушунча остида ёруғликдаги электр ва магнит векторларнинг фазовий — вақт тартибликлари билан характерланувчи ёруғлик хоссаси тушунилади. Иккинчидан, ёруғликнинг қутбланиши деб қутбланган ёруғликни ҳосил қилиш жараёнига айтилади.

25.2-§. ИККИ ДИЭЛЕКТРИК ЧЕГАРАСИДА ЁРУҒЛИКНИНГ ҚАЙТИШ ВА СИНИШ ВАҚТИДА ҚУТБЛАНИШИ

Табиий ёруғлик икки диэлектрик чегарасидан қайтиш вақтида қисман қутбланади (25.4-расм).

Қайтган нурда тушиш текислигига перпендикуляр бўлган тебранишлар, синган нурда эса унга параллель тебранишлар кўпчилики ташкил этади.

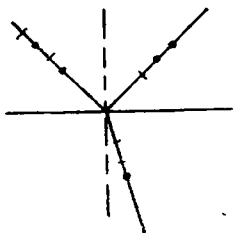
Агар тушиш бурчаги

$$\operatorname{tg} i_B = n, \quad (25.3)$$

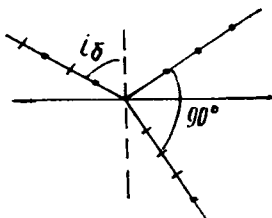
шартни қаноатлангирса, қайтган нур тўла ясси қутбланган бўлади (25.5-расм). (25.3) муносабат Брюстер қонунини ифодалайди. Бу ерда тушиш бурчаги i_B Брюстер бурчаги ёки тўла қутбланиш бурчаги, n — икки муҳитнинг нисбий синдириш кўрсаткичи.

Брюстер қонунини бажаришда синган нур қисман қутбланган бўлиб, унинг қутбланиш даражаси энг каттадир, (25.3) ва синиш қонунидан фойдаланиб, қайтган нур тўла қутбланганда, синган ва қайтган нурлар орасидаги бурчақ 90° га тенг эканлини кўрсатиш қийин эмас.

* Бу вақтда доғравий қутбланиш рўй бериши мумкин, уни бу ерда қаралмаган.



25.4-расм.



25.5-расм.

Шундай қилиб, *икки диэлектрик чегараси* ёки диэлектрик билан вакуум чегараси *қутблагич (поляризатор)дир*.

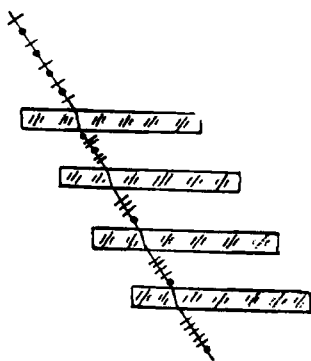
Қутблагич сифатида шиша пластинкалар дастаси ишлатилади. Тушиш бурчагидан ва Брюстер қонунининг бажарилишидан қатъи назар, синувчи нурнинг қутбланиш даражаси 25.6-расмда схематик равишда кўрсатилганидек, пластинкалардан ўтган сари ортиб боради.

25.3-§. ЁРУГЛИКНИНГ ИККИ ҚАРРА НУР СИНИШИ ВАҚТИДА ҚУТБЛАНИШИ

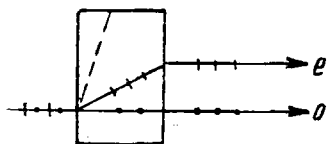
Баъзи шаффоф кристаллар икки қарра нур синдириш хоссасига эга: кристаллга нур тушганда нур иккиланади. Нурларнинг бири учун синиш қонунлари бажарилади, шунинг учун бу нурга *оддий нур* дейилади, иккинчиси учун — бажарилмайди ва унга *ажойиб (оддиймас) нур* дейилади.

Кристалл сиртига ёруғлик нормал тушган вақтда икки қарра (қўш) синиш 25.7-расмда кўрсатилган: оддий нур (o) синиш қонунига мувофиқ синмасдан ўтади, оддиймас нур (e) — синади.

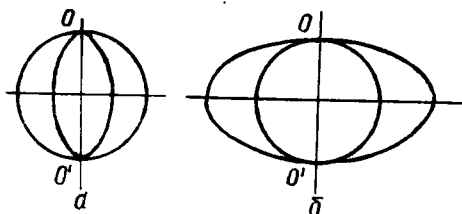
Қўш нур синдириш юз бермайдиган ва иккала оддий ва оддиймас нур бир хил тезлик билан тарқаладиган йўналишларга кристаллнинг *оптик ўқлари* дейилади (25.7-расмда пунктир). Агар бундай йўналиш битта бўлса, бу кристаллар бир ўқли дейилади (бу параграфда ана шундай кристаллар кўриб чиқилади). Бу хилдаги кристалларга исландия шпати (кальций карбон оксиднинг бир тури — CaCO_3 гексагонал система кристаллари), кварц, турмалин (мураккаб алюмосиликат, тригонал система кристаллари) ва бошқалар киради. Оптик ўқ ва тунувчи нур орқали ўтувчи текислик *бош текисликдир*. Оддий нурнинг тебранишлари бош текисликка перпендикуляр, оддиймас нурники — бош текисликда ётади, яъни бу нурлар ўзаро перпендикуляр текисликларда қутбланган бўлади.



25.6-расм.



25.7-расм.



25.8-расм.

Қўш нур синдириш электромагнит тўлқинларнинг анизотроп муҳитларда тарқалиш хусусиятлари туфайли вужудга келади: электронларнинг мажбурий тебраниш амплитудалари бу тебранишларнинг йўналишларига боғлиқ бўлади.

Оддий ва оддиймас нурларнинг кристаллар ичидаги йўллари тўлқин сиртлар ёрдамида кўрғазмалли тасвирлаш мумкин. Кристалл ичида ёруғлик чақнови рўй бериб, ҳар томонга иккита — оддий ва оддиймас тўлқинлар тарқалади деб фараз қилайлик. Бирор пайтда уларнинг тўлқин сиртлари 25.8-расмда кўрсатилган вазиятни эгаллайди (a — мусбат, b — манфий кристаллар учун). Сфералар барча йўналишлар бўйича бир хил v_0 тезликка эга бўлган оддий тўлқинларга тегишли бўлиб, эллипсоидлар v тезликлари йўналишга боғлиқ бўлган оддиймас тўлқинларга тегишлидир. Оддий ва оддиймас тўлқинларнинг тезлиги OO' оптик ўқлар бўйлаб бир хил бўлиб,

$$v_0 = c/n_0 \quad (25.4)$$

га тенг, бу ерда n_0 — оддий нурнинг синдириш кўрсаткичи бўлиб, у ҳар хил кристаллар учун ҳар хил қийматга эга бўлади.

Мусбат кристаллар учун $v < v_0$, манфий кристаллар учун $v_e \geq v_0$. Оптик ўққа перпендикуляр йўналишларда оддий ва оддиймас тўлқинларнинг тезликлари бир-биридан кўпроқ фарқ қилади, бу йўналишлар учун оддиймас нурнинг n — синдириш кўрсаткичи киритилади. Исландия шпати (манфий кристалл) $n_0 = 1,6584$, $n = 1,4864$; кварц учун (мусбат кристалл) $n_0 = 1,5442$, $n_e = 1,5533$ га тенг (бу қийматлар $\lambda = 589$, 3 нм бўлган натрийнинг сариқ чизиғи учун келтирилган).

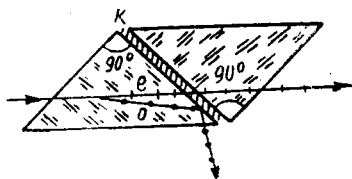
Қўш синдирувчи кристаллар бевосита қутблагич сифатида ишлатилмайди, чунки оддий ва оддиймас нурлар дасталари жуда кам ажралган ёки ҳатто, бир-бирини қоплаган бўлади. Лекин бундай кристаллардан махсус қутблагич призмалар ясалади.

Энг кўп тарқалган У. Николь тақлиф қилган призмани (*Николь призмаси* ёки оддийгина *николь*) кўриб чиқамиз.

Николь диагонали бўйича кесилиб, канада бальзам* K билан ёпиштирилган Исландия шпатидан ясалган призмадир (25.9-расм). Унинг учун $n = 1,550$, бу қиймат оддий ва оддиймас нурларнинг

* Канада пихтаси (дарахти) дан олинувчи шпра — смоласимон модда.

синдириш кўрсаткичлари орасида ётади. Призма бурчаклари қийматларини мос равишда таълаб, оддий нур (о) нинг канада бальзами чега-расида тўла ички қайтишини таъминлаш мумкин. Бу ҳолда қайтувчи нур пастки қорайтирилган ёқда ютилади. Оддиймас нур (е) ньольдан пастки қиррага параллел бўлиб чиқади.



25.9-расм.

Турмалин, герпатит (йод — хинин гугурт оксиди) ва баъзи бошқа кристаллардан ясалган қутблагичлар бошқача принципга асосланган, улар қўш нур синдириш билан бир қаторда яна нурлардан бирини иккинчисидан кўра кўпроқ ютиш (дихроизм) хос-сасига эгадир. Жумладан, қалинлиги 1 мм га яқин турмалин пластинкада оддий нур амалда бутунлай ютилади ва чиқувчи ёруғлик ясси — қутбланган бўлади.

Майда герпатит кристаллчаларидан целлулоид плёнка устида анча катта юзалар ҳосил қилинади. Уларни ориентациялаш учун электр майдонидан фойдаланилади. Бундай қурилмалар (поляроидлар) қутблагичлар (анализаторлар) сифатида ишлаши мумкин.

Турмалин ва қутблагичларнинг ньольга нисбатан асосий камчилиги уларнинг спектрал характеристикаларининг ёмонлигидадир. Оқ ёруғлик бундай қутбловчи қурилмалардан ўтгач бўялади, шу вақтда ньоль кабилар спектрнинг кўриш қисми учун тиниқ.

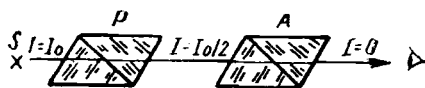
Поляроидларнинг афзаллиги — улар сиртининг катталигидир, бу эса кенг ёруғлик дасталаридан фойдаланиш имконини беради.

25.4-§. ҚУТБЛАНИШ ТЕКИСЛИГИНИНГ АЙЛАНИШИ. ПОЛЯРИМЕТРИЯ

Кварц кристаллида биринчи марта қутбланиш текислигининг айланиши ясси қутбланган ёруғликнинг модда орқали ўтган вақтида қутбланиш текислигининг бурилишидан иборатдир. Бундай хусусиятга эга бўлган моддалар *оптик актив моддалар* дейилади.

Манба S дан чиққан монохроматик ёруғлик қутблагич P — анализатор A системасига тушсин дейлик (25.10-расм), улар чалиштириб қўйилган, яъни бош текисликлари ўзаро перпендикуляр қилиб қўйилган. Бу ҳолда ёруғлик кузатувчига етиб бормади, чунки Малюс қонунига мувофиқ ($\varphi = 90^\circ$) анализатор ясси — қутбланган ёруғликни ўтказмайди.

Агар қутблагич ва анализатор орасига кварц пластинкани ёруғлик унинг оптик ўқи бўйича ўтадиган қилиб қўйилса, φ ҳолда ёруғлик кузатувчига етиб боради. Агар анализатор муайян бурчакка бурилса, φ ҳолда қайтадан қоронғиликни юзага келтириш мумкин. Бу кварц пластинка қутбланиш текислигини,



25.10-расм.

анализатор қоронғилик ҳосил қилиши учун бурилган бурчагига мос бурчакка бурилишини юзага келтирилганидан гувоҳлик беради.

Тажрибада ҳар хил тўлқин узунлиқдаги ёруғликдан фойдаланиб, қутбланиш текислиги айланишининг дисперсиясини (айланма дисперсияни), яъни бурилиш бурчагининг тўлқин узунлигига боғлиқлигини топиш мумкин. Қалинлиги 1 мм бўлган кварц пластинка қутбланиш текислигини тахминан қуйидаги бурчакларга буради (25-жадвал).

25-жадвал

Ёруғлик учун:	α , град
қизил	15
сарик	21
бинафша	51

Маълум тўлқин узунлиги учун қутбланиш текислигининг бурилиш бурчаги α ёруғликнинг оптик актив модда ўтган масофаси l га пропорционалдир:

$$\alpha = \alpha_0 l, \quad (25.5)$$

бу ерда α_0 — пропорционаллик коэффициентни ёки айланиш доимийси (айланиш қобилияти), одатда град/мм да ўлчанади.

Кварцнинг икки модификацияси мавжуд, уларнинг ҳар бири қутбланиш текислигини маълум йўналишда буради: соат стрелкаси ҳаракатнинг йўналиши бўйича — ўнг айлантирувчи (мусбат) кварц, соат стрелкаси ҳаракати йўналишига тесқари* — чап айлантирувчи (манфий) кварц. Айланиш доимийси ҳар икки ҳолда бир хил.

Кристалл бўлмаган кўп жисмлар ҳам оптик активдир: тоза суюқликлар (масалан, скипидар) актив бўлмаган эритувчилардаги оптик актив моддаларнинг эритмалари (қанднинг сувдаги эритмаси), баъзи газлар ва буғлар (камфора буғлари).

Эритмалар учун қуйидаги миқдорий қопун аниқланган:

$$\alpha = [\alpha_0] cl, \quad (25.6)$$

бу ерда C — оптик актив модданинг концентрацияси, l — эритма қатламнинг қалинлиги: $[\alpha_0]$ — солиштирма айланиш, у тахминан тўлқин узунлигининг квадратига тесқари пропорционал бўлиб, ҳарорат ва эритувчининг хоссаларига боғлиқ бўлади.

(25.6) муносабат эриган моддалар, жумладан, қанд концентрациясини ўлчашнинг жуда сезгир усули асосида ётади.

* Айланиш йўналишини ёруғлик нурига қарама-қарши қаровчи кузатувчига нисбатан белгиланади.

Бу усулдан (*поляриметрия ёки сахариметрия*) тиббиётда сийдикдаги қанднинг концентрациясини аниқлаш, биофизик тадқиқотлар, шунингдек озиқ-овқат саноатида кенг фойдаланилади. Тегшли ўлчов асбобларига *поляриметрлар ёки сахариметрлар* дейилади.

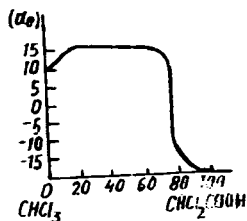
Поляриметр фақат концентрациянигина эмас, солиштирма айланишни ҳам ўлчашга имкон беради. Турли ёруғлик фильтрларини ишлатиб, солиштирма айланишнинг тўлқин узунлиги билан боғланишини (оптик активлик дисперсиясини) топиш мумкин, ҳозирги вақтда бу мақсадлар учун махсус асбоблар — *спектрополяриметрлар* ишлатилади.

Қутбланиш текислигини эритмалар ёрдамида айлантириш, электромагнит тўлқин билан эриган оптик актив модданинг асимметрик молекулаларининг ўзаро таъсирланиши натижасида рўй беради. Бундай молекулалар кўзгусимон симметрияга эга бўлмайди, яъни улар кўзгуда «аксланганда» бошқача шакл ҳосил бўлади. «Чап» молекула «ўнг» молекуланинг кўзгудаги акси бўлади. Химиявий формулалари бир хил, лекин тузилишлари турлича бўлган молекулалар қутбланиш текислигини турли йўналишларда айлантиради.

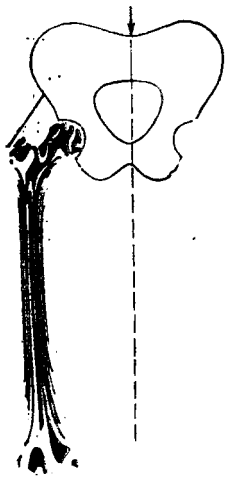
Шуниси характерлики, барча муҳим биологик молекулалар (оқсидлар, нуклеин кислоталар, полисахаридлар ва ш. ў.) асимметрикдир ва улар жуфт антиподлар — ҳар бири иккинчисининг кўзгудаги акси сифатида тасвир этилиши мумкин. Бироқ, бу вақтда, биологик табиатга эга бўлиб, синтетик бўлмаган моддаларда одатда, фақат битта оптик анти под бўлади. Масалан, оддий йўл билан тайёрланган қанд, ўнгга айлантирувчи бўлади, бироқ уни химиявий методлар билан синтезлаб олинганда, тенг миқдорда «ўнг» ва «чап» молекулаларга эга бўлган аралашма олинади. Бундай рацемик деб аталувчи аралашма, қутбланиш текислигини айлантирмайди, чунки ҳар хил молекулалар таъсири ўзаро компенсацияланади. Агар синтетик тайёрланган қанд эритмаси ичига қандни ейдиган бактериялар киритилса, у ҳолда улар фақат ўнгга айлантирувчи қанд молекулаларини ҳазм қилади.

Рацемик аралашма, бир типли молекулаларнинг худди шундай тўпламига қараганда камроқ тартибланган ва кўпроқ энтропияга эга бўлган системадир. Синтетик ва табиий системалардаги бундай термодинамик фарқ биологик системалар энтропиясининг физик маъносини тушунтириши мумкин.

Поляриметрия эритмалар концентрациясини аниқлаш учун қўлланилмасдан, структур ўзгаришларни текшириш усули сифатида ҳам, хусусан, молекуляр биофизикада қўлланилади. Мисол сифатида 25.11-расмда полипептидлардан бирида солиштирма айланиш ўзгариши $[\alpha_0]$ нинг хлороформ CHCl_3 ва дихлорсирка кислотаси CHCl_2COOH нинг бинар аралашмасидан иборат бўлган эритма таркиби билан боғланиш графиги келтирилган. Дихлор-



25.11-расм.



25.12-расм.

ектви қутбланган кўрилади.

Агар поляризатор ва анализаторни крест қилиб қўйилса, кўриш майдони қоронғи бўлади, предмет столчасига изотроп шаффоф жисмлар қўйилганда ҳам шундай бўлади. Анизотроп буюмлар қутбланган ёруғлик тебранишлари текислигининг йўналишига кўрсатадиган таъсирига мос равишда кўриш майдонини ўзгартиради.

Қатор (мускул, суяк, нерв) тўқималар оптик анизотропияга эга бўлгани учун биологик объектларни қутбловчи микроскопия орқали кўриш мумкин. Қутблагич ва анализатор крест қилиб қўйилганда анизотропияси қутбланган ёруғликни ўзгартирадиган то-лаларгина кўришади.

Қутбланган ёруғликдан суяк тўқималарида вужудга келувчи механик кучланишларни моделланган шароитларда баҳолаш учун ишлатиш мумкин. Бу усул фотоэластиклик ҳодисасига асосланган бўлиб, у механик юкланиш таъсири остида дастлаб изотроп бўлган қаттиқ жисмларда оптик анизотропия пайдо бўлишидан иборат.

Шаффоф изотроп материалдан, масалан, плексигласдан суякнинг ясси модели ясалади. Айқаш поляроидларда бу модель кўринмайди, чунки у қорамтир бўлиб қолади. Юкланиш бериб, плексигласда анизотроп ҳодиса вужудга келтирилади, бу ҳолни пайдо бўлган йўл-йўл ва доғларнинг ўзига хос манзарасига қараб пайқаш мумкин (25.12-расм). Бу манзара бўйича, шунингдек, юкланишни оширганда ёки камайтирганда унинг ўзгаришига қараб модельда, шунингдек асл нусхада ҳам вужудга келувчи механик кучланишлар ҳақида хулоса чиқариш мумкин.

сирқа кислота 80% бўлганда оптик активлик кескин пасайиб кетади, бу полипептид молекулалар конформацияси ўзгаришидан далолат беради.

25.5-§. БИОЛОГИК ТЎҚИМАЛАРНИ ҚУТБЛАНГАН ЁРУҒЛИКДА ТЕКШИРИШ

Шаффоф биологик объектларни микроскоп орқали қараганда турли структураларни ажратиш қийин, шунинг учун баъзи махсус методикаларни татбиқ этишга, жумладан, қутбловчи микроскопидан фойдаланишга тўғри келади.

Қутбловчи микроскоп оддий биологик микроскопга ўхшаш, лекин унинг конденсори олдига қутблагич ва тубусдаги объектив билан окуляр орасида анализатор қўйилган бўлади. Предмет столчаси микроскопнинг оптик ўқ атрофида айлана олади. Шундай қилиб, объектив билан ёритиб, анализатор орқали



Геометрик (нурий) оптика — ёруғлик нури тўғри чизик бўлиб, ёруғлик тўлқинининг энергияси ана шу тўғри чизик бўйлаб тарқалади, деб тасаввур қилиш асосида ёруғликнинг тарқалиш қонунларини ўрганувчи фандир.

Бу бобда геометрик оптика қонунлари конкрет оптик системаларни кўриб чиқишда қўлланилади. Шунинг билан бирга кўз физикаси масалалари баён этилади.

26.1-§. ГЕОМЕТРИК ОПТИКА ТЎЛҚИН ОПТИКАНИНГ ЧЕГАРАВИЙ ҲОЛИ СИФАТИДА

Олдинги бобларда ёруғликнинг тўлқин табиати доирасида батамом қониқарли изоҳланадиган ҳодисалар кўриб чиқилган эди. Аммо кўпгина амалий масалаларда, яъни ёруғлик дастасини шакллантириш, тасвирнинг ҳосил бўлиши ва бошқаларда ёруғликнинг тўлқин табиати унчалик аҳамиятга эга бўлмаслиги мумкин. Ҳатто бундай ҳолларда интерференция, дифракция ва қутбланишларни ҳисобга олиш охириги натижани олишни мураккаблантиради, холос. Бу турдаги масалаларни ҳал қилиш учун геометрик оптика қонунлари қўлланилади.

Геометрик оптика тўлқин оптиканиннг тўлқин узунлиги нолга интилгандаги чегаравий ҳолидир. Буни дифракцион панжара мисолида тушунтириш мумкин. (24.26) дап $\lambda \rightarrow 0$ бўлганда $\alpha \rightarrow 0$ келиб чиқади, яъни ёруғликнинг параллел дастасини, линза учун одатдагидек бўлган фокал текислигининг O нуқтасида оламиз (24.10-расмга қаранг).

Оптик системаларнинг чегаравий имкониятларини аниқлаш учун ёруғликнинг тўлқин характерини яна ҳисобга олишга тўғри келади. Шунинг учун ушбу бобда қисман интерференция ва дифракция масалалари кўриб чиқилади.

Геометрик оптика асосий тушунчалари ва қонунлари кўп бўлмаган ҳолда кўп амалий муҳим натижалар олишга имкон берувчи назария мисолидир. Оптик қурилмалар назариясида у ҳозирда ҳам катта аҳамиятга эга.

Мақтаб курсидан маълум бўлган юпқа линза формуласини келтирамиз:

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (26.1)$$

бу ерда a_1 — буюмдан линзагача бўлган масофа, a_2 — тасвирдан линзагача бўлган масофа, R_1 ва R_2 линзанинг мос равишда олд ва орқа сферик сиртлари эгриликларининг радиуслари, n — линза ясалган модданинг синдириш кўрсаткичи; атрофдаги муҳит — ҳаво. Бундай линза учун фокус масофаси

$$f = \frac{1}{(n-1)(1/R_1+1/R_2)}. \quad (26.2)$$

(26.2) ни ҳисобга олиб, линза формуласини қуйидаги шаклда ифодалаймиз:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2}. \quad (26.3)$$

Юпқа линза учун (26.1) муносабат қуйидаги фаразлар натижасида олинган: 1) тасвир ўқ ёнидаги (параксиал) нурлар ёрдамида шаклланади; 2) нурлар — системанинг бош ўқи билан кичик бурчаклар ҳосил қилади; 3) синдириш кўрсаткичи барча тўлқин узунликлари учун бир хил. Бу шартлар бажарилганда нуқтавий тасвир ҳосил бўлади, яъни жисмнинг ҳар бир нуқтаси тасвирнинг битта нуқтасини беради.

Амалда бу шартлар амалга ошмайди. Синдириш кўрсаткичи тўлқин узунлигига боғлиқ бўлади (дисперсия). Жисм нуқталари оптик ўқдан четда ётади, бу иккинчи шартни қаноатлантирмайди. Фақат параксиал нурлар қўлланилгандагина ёруғлик оқимлари анча чекланган бўлур эди.

Буларнинг ҳаммаси *абerrацияларга** ёки оптик тасвирлар сифатини пасайтирувчи реал оптик системалар хатоликларига олиб келади. Бироқ абerrациялар сабабини билгач, линзалар системаларини тегишлича танлаш билан уларни йўқотишга эришини мумкин.

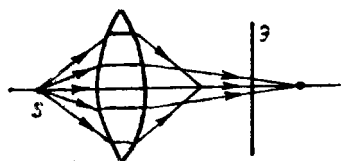
Линзанинг баъзи асосий абerrацияларини кўриб чиқамиз.

Сферик абerrация. Бу, линзанинг периферик қисмлари ўқнинг нуқтасидан келувчи нурларни марказий қисмидан келувчи нурлардан кўра кучлироқ оғдиришидан иборат (26.1-расм). Ёруғланувчи нуқтанинг Э экрандаги тасвири ёруғ доғ шаклида бўлади. Сферик абerrацияни бартараф қилиш учун ботиқ ва қавариқ линзалардан иборат система тузалади.

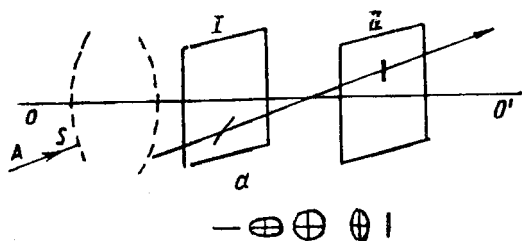
Астигматизм.** Бу, оптик системанинг шундай камчилигики, ун-

* Латинча aberratio — четланиш.

** Астигматизм — нуқтавий бўлмаган, буюмнинг битта нуқтасига тасвирнинг бир нечта нуқталари тўғри келади.



26.1-расм.



26.2-расм.

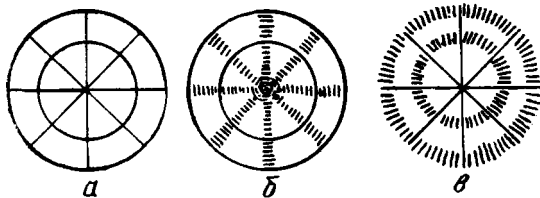
да сферик ёруғлик тўлқини оптик системадан ўта туриб, деформацияланади ва сфериклигини йўқотади.

Астигматизмнинг икки тури мавжуд. Улардан бири, нурларнинг оптик ўқ билан анча катта бурчак ташкил қилиб, оптик системага тушиши (қия дасталар астигматизми).

Буюмнинг A нуқтаси бош оптик ўқдан ташқарида жойлашган бўлсин дейлик (26.2-а расм); бу нуқтадан келувчи барча нурлардан кичик элементар дастани шундай ажратамизки, унинг марказий AS нури бош оптик ўқ OO' билан бир текисликда ётсин. Бош оптик ўқдан ўтувчи истаган текислик *меридионал текислик* деб аталади; берилган мисолда элементар дастанинг марказий нури ва бош оптик ўқ ётган текисликни оламиз (26.2-а расмда чизма текислиги).

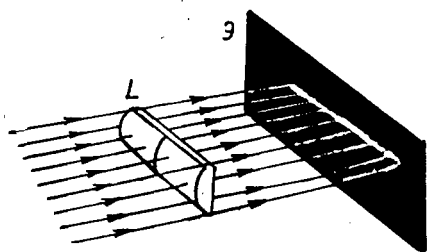
Элементар даста қия бўлиб тушганда, линза A нуқтанинг тўғри чизик кесмалари шаклида бўлган икки тасвирни ҳосил қилади. Улардан бири меридионал текисликда ётади ва Π экранда равшан кўринади (26.2-а расм), иккинчиси — сагиттал деб аталувчи перпендикуляр текисликда ётади, у экран I да равшан кўринади. I ва Π текисликлар орасида эллипс ёки айлана шаклида бўлган сочилик доғи кузатилади (26.2-б расм). Агар буюм ўрнида тўғри чизик қесмаси бўлса, у ҳолда тасвирнинг сифати кесманинг ориентациясига боғлиқ бўлади. Меридионал текисликларда* ётган кесмалар Π текисликда, сагиттал текисликларда ётганлари эса I текисликда равшан тасвир беради.

Қия дасталар астигматизмининг намоён қилиш учун 26.3-а расмда кўрсатилган тўр қулай. Уни буюм сифатида оптик ўққа

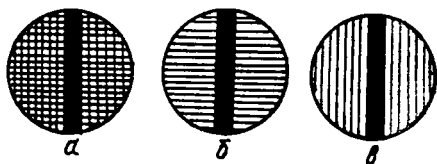


26.3-расм.

* Буюм бош оптик ўққа перпендикуляр бўлган текисликда ётади деб фараз қилинади.



26.4-расм.



26.5-расм.

перпендикуляр қўйиб, меридионал (радиуслар) ва сагиттал (айланалар) текисликларда ётувчи кесмалар системасини берамиз. 26.3-б, в расмда бу кесмаларнинг тегишли текисликларда олинган тасвирлари кўрсатилган.

Астигматизмни тузатиш учун бир неча линзалардан иборат бўлган мураккаб оптик системалар ҳосил қилиш, шу туфайли 50—70° гача бўлган бурчак остида тушган нурлар ёрдамида яхши тасвирлар ҳосил қилиш имкониятига эга бўлинади.

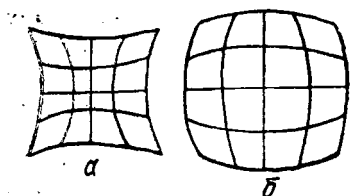
Оптик системанинг асимметриклиги астигматизмнинг иккинчи турининг вужудга келиши сабабчисидир. Бундай абберацияли линзалар *астигматик линзалар* дейлади. Бу линзалар қия дасталар астигматизмига ўхшаш, шундай тасвир ҳосил қиладиларки, уларда ҳар хил йўналишларда ориентацияланган контурлар ва чизиқлар ҳар хил равшанликда бўлади.

Бундай типдаги астигматизмни энг кўرғазмалли қилиб цилиндрик линзада намойиш қилиш мумкин (26.4-расм). Бош оптик ўққа параллел бўлган нурлар дастаси α линза билан фақат цилиндриг ясовчисига перпендикуляр текисликда синдирилади, шунинг учун линзанинг фокал текислигида жойлашган Э экранда, сферик линзалардагидек нуқта эмас, тўғри чизиқ кузатилади. Агар цилиндрик линза ёрдамида экранда ингичка сымдан қилинган квадрат ячейкали тўр акс эттирилса (26.5-а расм), у ҳолда энг равшан тасвир цилиндри ясовчисин бўйича йўналган параллель чизиқлар системаси шаклида вужудга келади (26.5-б, в расм; тасвирлар цилиндрик линзанинг икки ўзаро перпендикуляр вазиятларига тегишлидир).

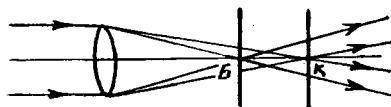
Дисторсия. Абберациянинг бу хил системага буюм юборган нурларнинг оптик ўқ билан катта бурчак ҳосил қилиши натижасида вужудга келади, бу вақтда чизиқли катталашининг даста бурчагига боғланиши тасвир билан буюм ўхшашлигининг бузилишига олиб келади. Дисторсиянинг типик рўй беришлари 26.6-расмда кўрсатилган: *а* — ёстиқсимон, *б* — бочкасимон; квадрат каттали тўр буюм ҳисобланади.

Қарама-қарши характердаги дисторгияли бир неча линзалардан система тўплаб, бундай абберацияни тузатиш мумкин.

Хроматик абберация. (26.2) дан кўринишича, линзанинг фокус масофаси тўлқин узунлигига боғлиқ бўлган синдириш кўрсаткичи билан аниқланади. Шунинг учун бош оптик ўққа параллель ке-



26.6-расм.



26.7-расм.

лўвчи оқ ёруғлик дастаси спектрга ажралиб, унинг турли нуқталарида фокусланиб (26.7-расм: B — бинафша нурлар, K — қизил нурлар), экрандаги доирача бўялган бўлади. Хроматик абберация шундан иборат бўлиб, у кўпинча линзалар тасвирлари билан биргаликда рўй беради.

Бу хилдаги абберацияни тузатиш учун турли дисперсияли шиша линзалардан тузилган ахроматик оптик системалар: ахроматлар ва апохроматлар ясалади.

Оптик қурилмаларда *анастигматлар* деб аталувчи линзалар системаси ишлатилади, уларда хроматик абберациядан ташқари сферик абберация ҳам, астигматизм ҳам тузатилади.

Абберациянинг бошқа турлари ҳам мавжуд, лекин улар бу ерда кўриб чиқилмайди.

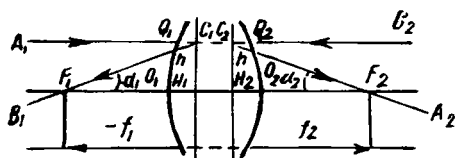
Барча абберацияларни бирдан йўқотиш жуда мураккаб ёки ҳатто ҳал қилиниши мумкин бўлмайдиган масала бўлиб кўриниши мумкин, шунинг учун, одатда фақат оптик системанинг асосий вазифасига анча ҳалал келтирувчи хатоликлардан қутуладилар, Жумладан, микроскоплар объективлари учун фокус яқинида ётувчи объектларни қараган вақтда пайдо бўлувчи ва кенг дасталар акс эттирадиган сферик абберацияни йўқотиш муҳимдир.

26.3-§. ИДЕАЛ МАРКАЗЛАШГАН ОПТИК СИСТЕМА ҲАҚИДА ТУШУНЧА

Реал оптик системалар ҳар хил деталлардан ва кўпинча бир неча линзадан иборат бўлади. Линзалар ихтиёрий жойлашганда, тасвирни ҳисоблаш ва ясаш анча мураккаб бўлиши мумкин.

Амалда, кўпинча марказлари бир тўғри чизиқ — бош оптик ўқда ётган сферик сиртлар (линзалар) системаси ишлатилади. Бундай оптик системаларга *марказлашган системалар* дейилади.

Гаусс таклиф қилган *идеал марказлашган системалар* назариясидан келиб чиқадиган баъзи хулосаларни кўриб чиқамиз. Бундай системада буюмлар фазосининг ҳар бир нуқтасига ёки чизигига тасвирлар фазосининг биттагина нуқтаси ёки чизиги мос келади. Иккала фазонинг жуфт нуқталари ёки жуфт чизиқлари *туташ* дейилади. Параксиал нурлар ишлатилувчи системалар идеал марказлашган оптик системаларга яқин келади. Бундай система физик абстракция бўлса-да, у реал системаларни, уларнинг идеал ҳолдан четлашган даражаларини ҳисобга олган ҳолда ҳисоблашга имкён беради.



26.8-расм.

Гаусс пазариясида қабул қилинган, марказлашган оптик системанинг характерли нуқталари ва текисликларини (26.8-расм; Q_1 ва Q_2 четки сферик сиртлар) кўрсатамиз, улар ёрдамида эса буюмлар тасвирини аниқлаш мумкин.

Буюмлар фазосида бош оптик ўқ OO' га параллел қилиб, A -нурни чизамиз.

Тасвирлар фазосида F_2 нуқтадан ўтувчи A_2 нур унга қўшма бўлади. Тасвирлар фазосидаги, буюмлар фазосида чексиз узоқликдаги нуқтага туташ бўлган F_2 нуқта системанинг иккинчи ёки орқа фокуси бўлади.

Шунга ўхшаш тасвирлар фазонинг B_2 нури, буюмлар фазосининг F_1 нуқтасидан ўтувчи B_1 нурига мосдир. Тасвирлар фазосининг чексиз узоқдаги нуқтасига қўшма бўлган буюмлар фазосининг F_1 нуқтаси системанинг биринчи ёки олдинги *фокусидир**.

Бош оптик ўққа перпендикуляр бўлиб, фокуслар орқали ўтувчи текисликларга *фокал текисликлар* дейилади.

A_1 ва B_1 нурлар A_2 ва B_2 нурларга жуфт-жуфти билан қўшма бўлгани учун бу нурлар ёки уларнинг давомлари кесинган C_1 ва C_2 нуқталар ҳам қўшма нуқталардир. C_1 ва C_2 дан O_1O_2 га перпендикуляр текисликлар ўтказиб, H_1 ва H_2 нуқталарни ҳосил қиламиз. У ҳолда бундай қўшма текисликлар, қўшма H_1 ва H_2 нуқталар, C_1H_1 ва C_2H_2 қўшма кесмалар жуфтга эга бўламиз.

C_1H_1 ва C_2H_2 кесмалар қўшма бўлишлари билан бирга яна ўзаро тенг ҳам ($C_1H_1 = C_2H_2 = h$) ва оптик ўққа нисбатан йўналишлари бирдай (бир хил ишорали); демак, улар учун чизиқли катталашиш $\beta = +1$. Оптик система оптик ўққа перпендикуляр бўлган икки қўшма текисликка эга бўлиб, улар учун қўшма кесмаларнинг чизиқли катталашиши $\beta = \pm 1$, бундай текисликларга ва бош оптик ўқнинг мос H_1 ва H_2 нуқталарига *бош текисликлар* ва *бош нуқталар* дейилади.

Фокуслар билан мос бош нуқталар орасидаги масофаларга *фокус масофалари* дейилади:

$$F_1H_1 = -f_1, F_2H_2 = f_2. \quad (26.4)$$

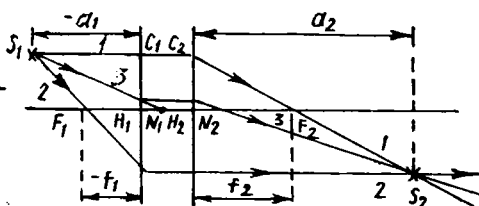
Бош текисликлар ва H_1 ҳамда H_2 нуқталар марказлашган оптик системанинг ичидагина ётмасдан (26.8-расм), унинг ташқарисида, чегараловчи сиртларга мутлақо симметрик бўлмаган ҳолда ётиши мумкин (26.9-расм).

Бош нуқталар ва фокуслар *кардинал нуқталар*, тегишли текисликларга — *кардинал текисликлар* дейилади. Бу нуқталар ва текисликлардан, нурларнинг системадаги ҳақиқий йўлидан қатъи

* Буюмлар ва тасвирлар фазолари ўзаро қўшма бўлгани учун олд ва орқа, биринчи ва иккинчи тушунчалари шартлидир.



26.9-расм.



26.10-расм.

назар, тасвир ясаш учун фойдаланадилар. Умумий принциплар юпқа линзаларда тасвир ясаш қоидаларига ўхшашдир.

26.10-расмда марказлашган оптик системада тасвир ясаш мисоли кўрсатилган. Ёруғланувчи нуқта S дан чиқиб, бош оптик ўққа параллел бўлган 1 нурни тасвирлар фазосининг бош текислиги билан кесишгунча давом эттирилади, сўнгра F_2 фокусдан ўтказилади. 2 нур F_1 фокус орқали буюмлар фазосининг бош текислиги билан кесишгунча ўтади, сўнгра оптик ўққа параллель ҳолда йўлини давом эттиради. Иккала нурнинг кесишиши (S_2 нуқта) S_1 нуқтанинг тасвирини беради.

N_1 ва N_2 нуқталар (26.10-расм) *туғун нуқталар* дейилади. Агар оптик системанинг иккала томонида ҳам синдириш кўрсаткичлари бир хил бўлган муҳитлар турса, у ҳолда туғун нуқталар тегишли бош нуқталар билан мос келади.

Шундай қилиб, оптик система олтига кардинал нуқталар билан ва олтига кардинал текисликлар билан характерланади.

Марказлашган оптик система учун энг муҳим формулаларни исботсиз келтирамиз:

$$f_1/a_1 + f_2/a_2 = 1, \quad (26.5)$$

$$f_1/f_2 = n_1/n_2, \quad (26.6)$$

бу ерда n_1 ва n_2 — оптик системанинг четки сферик сиртларидан мос ҳолда чап ва ўнг томонидаги муҳитнинг синдириш кўрсаткичлари; a_1 , a_2 , f_1 , f_2 белгилари 26.10-расмда аниқлатилган. a_1 ва f_1 кесмалари бош нуқта H_1 дан, a_2 ва f_2 кесмалари эса H_2 дан ҳисобланади. Агар уларнинг йўналиши ёруғлик тарқалиши йўналишига мос бўлса, улар мусбат, агар аксинча бўлса, манфий ҳисобланади. Одатда геометрик оптикада расмларда ёруғлик чапдан ўнг томонга тарқалади деб ҳисоблаш қабул қилинган.

Юпқа линза марказлашган оптик системанинг хусусий холи бўлгани учун юқорида айtilганларнинг ҳаммаси унга ҳам тааллуқлилиги табиий. Бу ҳолда тўрт кардинал нуқта — бош ва туғун нуқталар — линза марказига тўғри келади, (26.5) формула эса (26.3) формулага айланади. Ўқувчига ўрта мактабдан маълум бўлган линзаларда тасвир ясаш қоидалари, юқорида тасвирланган умумийроқ усулнинг хусусий ҳоли бўла олади.

Одам кўзи ўзига хос оптик асбоб бўлиб, у оптикада алоҳида ўрин тутади. Бу, биринчидан, кўп оптик асбобларнинг кўз сезишига мўлжалланган, иккинчидан, одамнинг (ва ҳайвоннинг) кўзи эволюция жараёнида тақсимланган биологик система сифатида, бионика доирасида оптик системаларни лойиҳалаш ва яхшилашга довр баъзи гоъларни вужудга келтириши билан тушунтирилади.

Кўз тиббиётчилар учун фақат функционал бузилиш ва касалланиш қобилиятига эга бўлган аъзо ҳисобланмай, балки баъзи кўзга тааллуқли бўлмаган бошқа касалликлар тўғрисидаги ахборот манбаъ ҳамдир.

Одам кўзининг тузилиши ҳақида қисқача тўхтаб ўтамиз.

Кўз қосаси асли кўзнинг ўзи бўлиб (26.11-расм), у унча тўғри бўлмаган шар шаклидадир; катта одамларда унинг олд-орқа ўлчови ўртача 24,3 мм, вертикал ўлчови — 23,4 мм ва горизонтал ўлчови — 23,6 мм. Кўзнинг деворлари концентрик жойлашган учта — ташқи, ўрта ва ички қобиқлардан иборат. Ташқи оқсил қобиқ — склера 1 кўзнинг олдинги қисмида шаффоф қавариқ мугуз қобиқ 2 — мугуз пардага айланади. Мугуз парданинг қалиنлиги ўртасида 0,6 мм га яқин, атрофида то 1 мм гача бўлди. Оптик хоссалари бўйича мугуз парда — кўзнинг энг кучли синдирувчи қисмидир. У гўё кўзга ёруғлик нурлари кирадиган деразадир. Мугуз парданинг эгрилик радиуси 7—8 мм, моддасининг синдириш кўрсаткичи 1,38 га тенг. Мугуз парданинг ташқи қоплами кўз қовоқларига беркитилган конъюнктив 3 га ўтади.

Склерага қон томирли қобиқ 4 туташган бўлиб, унинг ички сирти кўз ичида ёруғлиكنинг диффузлн сочилишига тўсқинлик қиладиган хира-қора пигментли хужайралар билан қопланган. Кўзнинг олдинги қисмида томирли қобиқ 5 — рангдор пардага айланади. Бу пардада довравий тешик — қорачиқ 6 мавжуд. Кўз қорачиғига кўзнинг ички томонидан, бевосита кўз гавҳари 7 — икки томонлама қавариқ линзага ўхшаш шаффоф ва эластик жисм ёпдошади. Кўз гавҳарининг диаметри 8—10 мм, олдинги сирти эгрилигининг радиуси ўртача 10 мм, орқа эгрилигининг радиуси — 6 мм. Гавҳар моддасининг синдириш кўрсаткичи 1,4 дан бироз каттароқ*.

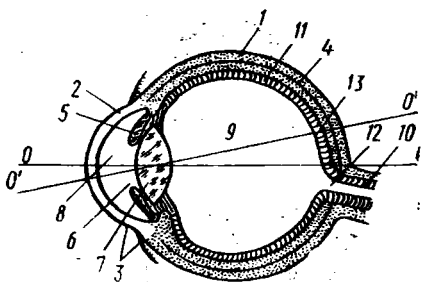


М. В. Ломоносов
(1711—1765)

Жаҳонга машҳур биринчи рус табиатшунос олими, энциклопедик билимлар эгаси, рангли кўриш механизмини тушунтиришга уринган биринчи тадқиқотчилардан.

* Кўз гавҳарининг тузилиши яъзнинг қатламли тузилишига ўхшайди, бироқ қатламлар ҳар хил синдириш кўрсаткичига эга. Бундай ўзига хослик туфайли гавҳар сяндириш кўрсаткичи исталган қатламнинг сяндириш кўрсаткичидан каттароқ бўлган бир янвсли модда каби синдирадиган бўлади.

Мугуз парда ва гавҳар орасида кўзнинг олдинги камераси 8 жойлашган бўлиб, у сувсимон намлик билан, яъни оптик хоссалари бўйича сувга яқин бўлган суюқлик билан тўлган. Кўзнинг гавҳаридан тортиб, то орқа деворигача бўлган бутун ички қисми шаффоф, шишасимон жисм (9) деб аталувчи дирилдоқ массага тўла бўлади. Шишасимон жисмнинг синдириш кўрсаткичи сув наминики кабидир.



26.11-расм.

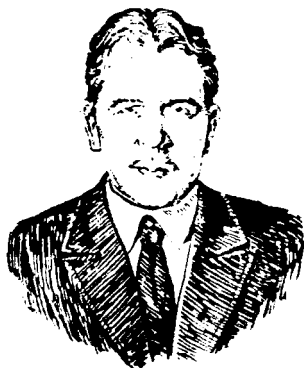
Кўзнинг юқорида кўриб чиқилган элементлари асосан унинг ёруғлик ўтказувчи аппаратига тегишлидир. Кўрув нерви 10 кўз косасига орқа девордан кириб тармоқлангач, у кўзнинг энг ички-тўр қатламига ёки кўзнинг ёруғликни қабул қилувчи аппарати (рецептори) бўлган тўр пардага ёки ратина 11 га ўтади. Тўр парда бир неча қатламдан иборат бўлиб, қатламларнинг қалинлиги ва ёруғликка сезgirлиги бир хил эмас, унда периферик учлари турли шаклларга эга бўлган ёруғлик сезgir кўрув ҳужайралари жойлашган. Уларнинг чўзинчоқ учларига таёқчалар, конуссимон учларига колбачалар дейилади. Таёқчаларнинг узунлиги 63—81 мкм, диаметри 1,8 мкм га яқин, колбачалар эса мос ҳолда 35 мкм ва 5—6 мкм бўлади. Киши кўзининг тўр қатламида 130 миллионга яқин таёқча ва 7 миллион колбача жойлашган.

Кўрув нерви кирган жойда ёруғликни сезмайдиган кўзнинг кўр доғи 12 мавжуд. Тўр парданинг ўртасида, чекага сал яқин ерда, ёруғликка энг сезgir бўлган сариқ доғ 13 ётади, унинг марказий қисми тахминан 0,4 мм диаметрга эга.

Колбачалар ва таёқчалар тўр парда устида бир текисда тақсимланган. Колбачалар тўр парданинг асосан ўрта қисмида, сариқ доғда жойлашган, сариқ доғнинг марказида фақат колбачалар туради, тўр парданинг четларида эса — фақат таёқчалар жойлашган.

Дастлаб кўзнинг ёруғлик ўтказиш аппаратининг хусусиятларини кўриб чиқамиз.

Кўзни-мугуз парда, олдинги камера суюқлиги ва гавҳар (тўрт синдирувчи сирт) дан иборат ва олдидан ҳаво, орқасидан эса шишасимон жисм билан чегараланувчи, марказлашган оптик система каби тасаввур этиш мумкин. Бош оптик ўқ OO' (26.11-расм) мугуз парданинг, қорачиқнинг ва гавҳарнинг геометрик марказларидан ўтади. Бундан ташқари яна кўзнинг $O'O'$ кўрув ўқини ҳам мавжуд кўрув ўқи энг яхши ёруғлик сезилиш йўналишини белгилайди ва гавҳар билан сариқ доғ марказларидан ўтади. Бош оптик ва кўрув ўқлари орасидаги бурчак тахминан 5° ни ташкил этади.



Сергей Иванович
Бавилов
(1891—1951)

Совет физиги. Физиологик оптика учун муҳим бўлган, ёруғликнинг квантлар флукутацияси билан сувсиз тазатишга бағишланган тадқиқотлар ўтказган.

бериши керак. Буни амалга ошириш учун (26,5) формуладан маълум бўлишича ϵ бош текислик билан тўр парда орасидаги масофа a_2 ни фотоаппаратларда қилинадиганга ўхшаш ўзгартириш керак, ёки гавҳар эгрилигини, демак, f_1 ва f_2 фокус масофаларини ўзгартириш керак. Одам кўзида иккинчи ҳол амалга оширилади.

Кўзининг бундай ҳар хил узоқликда жойлашган жисмларни равшан кўришга мослаша олишига — «кескинликка тўғрила-нишига» — аккомодация* дейилади.

Жисм чексизликда жойлашган бўлса, унинг нормал кўздаги тасвири тўр пардада бўлади. Бу вақтда гавҳар чексизликка аккомодацияланади ва унинг оптик кучи минимал бўлади. Жисм кўзга яқинлашадиган бўлса, у ҳолда гавҳарнинг эгрилиги катталашади, жисм қанча яқин бўлса, кўзининг оптик кучи шунча катта бўлади, унинг ўзгаришлари тахминан 60—0 дптр чегарасида бўлади.

Соғлом катта одамда жисм кўзга 25 см масофагача яқинлашган вақтда аккомодация кучланишсиз рўй беради ва қўлдаги буюмларни кўришга ўрганилиб қолганлиги сабабли кўз ҳаммадан кўн, айниқса шу масофага аккомодацияланади, шунинг учун бу масофага *энг яқин кўриш масофаси* дейилади.

Ундан ҳам яқин турган буюмларни кўриш учун аккомодацион аппаратни зўриқтиришга тўғри келади. Тўр пардада тасвирнинг равшан кўрилишининг ҳали таъминлай оладиган кўз билан буюм

26.12-расмда бирор ўртача нормал кўз учун фокуслар, бош нуқталар, текисликлар ва тугун нуқталар кўрсатилган (масофалар миллиметрларда берилган). Соддалаштириш мақсадида кўпинча бу системани *келтирилган* редуцияланган кўз билан, яъни буюмлар фазаси томозадан синдириш кўрсаткичи $h=1,336$ га тенг суюқлик билан ўралган линза билан алмаштирилади. Келтирилган кўз моддаларининг бирда ягона бош текислик мугуз парданинг олдинги сиртидан 1,6 мм масофада туради, тугун нуқталар мос келган бўлиб, мугуз парда сиртидан 7,2 мм масофада жойлашгандир.

Ёруғликнинг асосий синиши мугуз парданинг ташқи чегарасида юз беради, бутун мугуз парданинг оптик кучи тахминан 40 диоптрияга, гавҳарники тахминан 20 диоптрияга, бутун кўзининг эса 60 диоптрияга яқин.

Турли узоқликдаги жисмлар тўр пардада бир хил равшанликдаги тасвир

бериши керак. Буни амалга ошириш учун (26,5) формуладан маълум бўлишича ϵ бош текислик билан тўр парда орасидаги масофа a_2 ни фотоаппаратларда қилинадиганга ўхшаш ўзгартириш керак, ёки гавҳар эгрилигини, демак, f_1 ва f_2 фокус масофаларини ўзгартириш керак. Одам кўзида иккинчи ҳол амалга оширилади.

Кўзининг бундай ҳар хил узоқликда жойлашган жисмларни равшан кўришга мослаша олишига — «кескинликка тўғрила-нишига» — аккомодация* дейилади.

Жисм чексизликда жойлашган бўлса, унинг нормал кўздаги тасвири тўр пардада бўлади. Бу вақтда гавҳар чексизликка аккомодацияланади ва унинг оптик кучи минимал бўлади. Жисм кўзга яқинлашадиган бўлса, у ҳолда гавҳарнинг эгрилиги катталашади, жисм қанча яқин бўлса, кўзининг оптик кучи шунча катта бўлади, унинг ўзгаришлари тахминан 60—0 дптр чегарасида бўлади.

Соғлом катта одамда жисм кўзга 25 см масофагача яқинлашган вақтда аккомодация кучланишсиз рўй беради ва қўлдаги буюмларни кўришга ўрганилиб қолганлиги сабабли кўз ҳаммадан кўн, айниқса шу масофага аккомодацияланади, шунинг учун бу масофага *энг яқин кўриш масофаси* дейилади.

Ундан ҳам яқин турган буюмларни кўриш учун аккомодацион аппаратни зўриқтиришга тўғри келади. Тўр пардада тасвирнинг равшан кўрилишининг ҳали таъминлай оладиган кўз билан буюм

* Баъзи баъзиларда аккомодация гавҳарнинг бутунлай оптик ўққа нисбатан силжиши ҳисобига бўлади, яъни биринчи ҳол вужудга келади.

кўзининг яқин нуқтаси (аниқ кўришнинг яқин нуқтаси) дейилади. Ёш улғайган сари кўзининг яқин нуқтасигача бўлган масофа катталашади, демак, аккомодация камаяди.

Тўр пардадаги тасвирнинг катталиги фақат буюм катталигига боғлиқ бўлмай, унинг кўздан узоқлигига ҳам, яъни жисмининг кўриниш бурчагига ҳам боғлиқ бўлади. Шунга кўра *кўриш бурчаги* тушунчаси киритилади. Бу буюмнинг четки нуқталаридан, чиқиб мос тугун нуқталаридан ўтувчи нурлар орасидаги бурчакдир (26.13-расм). Расмдан кўринишича, биринчидан ҳар хил KM ва QP буюмлар бир хил кўриш бурчаги β га эга бўлиши мумкин, иккинчидан, кўриш бурчаги тўр пардадаги тасвир катталигини тўла равишда аниқлай олади:

$$b = l\beta, \quad (26.7)$$

бу ерда l — ягона тугун нуқта N билан тўр парда орасидаги масофа ($l \approx 17$ мм). (26.7) формула кўриш бурчаги кичик деб тасаввур этилган ҳол учун ҳосил қилинган.

26.13-расмдан буюм катталиги (ўлчами) B билан, унинг кўзгача бўлган масофаси L орасидаги боғланишни, аниқроғи тугун нуқталар ва кўриш бурчаги β орасидаги боғланишни аниқлаш осон:

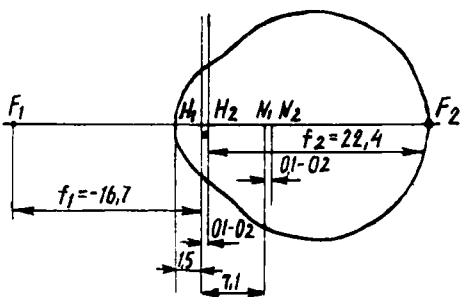
$$B = L\beta, \quad (26.8)$$

бундан (26.7) ни назарда тутсак,

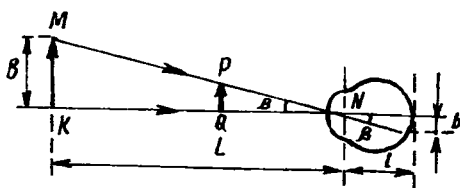
$$b = lB/L \quad (26.9)$$

га эга бўламиз.

Кўзининг ажрата олиш қобилиятини тасвирлаш учун *энг кичик кўриш бурчагидан* фойдаланилади, бу бурчакда одам кўзи буюмнинг икки нуқтасини ҳали ажрата олиш қобилиятига эга бўлади. Бу бурчак тахминан $1'$ га тенг, бу энг яхши кўриш масофасида турган нуқталарнинг ораси 70 мкм га тенг бўлишига мос келади [(26.8) га қаранг]. Бу ҳолда тўр пардадаги тасвирнинг катталиги [(26.7) га қаранг] 5 мкм га тенг, бу эса тўр пардадаги колбачалардан иккитасининг орасида бўлган ўртача масофага тенг. Шунинг учун, агар икки нуқтанинг тасвири тўр пардада 5 мкм дан қис-



26.12-расм.



26.13-расм.

қароқ чизиқни эгаллайдиган бўлса, у ҳолда бундай нуқталар ажралиб кўринмайди, яъни кўз уларни ажрата олмайди.

Ёруғлик дифракцияси туфайли ҳосил бўлувчи чегараланишлар ҳисобга олинганда ҳам энг кичик кўриш бурчагининг худди шундай қиймати олинган бўлади (26.8-§ га қаранг). Табиатдаги мақсадга мувофиқлик «ҳеч нарса ортиқча эмаслиги» кишини ҳайрон қолдиради, тўр парданинг юза бирлигига тўғри келувчи қолбачалар сови геометрик оптиканинг чегаравий имкониятларига жавоб беради.

Кўзнинг ажрата олиш қобилиятини тиббиётда *кўриш ўткирлиги* билан баҳолайдилар. Кўриш ўткирлигининг нормаси деб бир қабул қилинади, бу ҳолда энг кичик кўриш бурчаги 1° га тенг бўлади.

Оғиш вақтларда энг кичик кўриш бурчаги минутдан қанча катта бўлса, кўзнинг кўриш ўткирлиги нормадан шунча кам бўлади. Агар беморнинг энг кичик кўриш бурчаги 4° га тенг бўлса, унинг кўзи $1 : 4 = 0,25$ ўткирликка эга бўлади.

Айрим ҳолларда одам кўзи 1° бурчакка мос келгандан ҳам майдароқ катталикларни ажрата олади. Масалан, ҳаракатланувчи жисмларнинг силжиши ёй бўйича $20''$ га етганда сезилади, икки ингичка чизиқдан бирини иккинчиси устига тушмаганлигини улар орасидаги бурчак $12''$ бўлганидаёқ билинади ва ҳоказо. Физик ўлчашларда кўпинча стрелкаси шкаланинг нолинчи даражасидан (штрихидан) силжимаслиги керак бўлган асбоблар (потенциометрлар, кўприклар) кўп ишлатилмоқда. Кўзнинг кичик чизиқларнинг силжишини сеза олиш қобилияти туфайли бундай асбоблар стрелкаси билан штрихи орасидаги масофаси аниқланадиган асбобларга кўра, анча аниқроқ кўрсатишлар бера олади*.

Кўзнинг ёруғликка ва рангга сезирлиги ҳамда кўришнинг биофизик масалалари еттинчи бўлимда кўриб чиқилади.

26.5-§. КЎЗ ОПТИК СИСТЕМАСИДАГИ КАМЧИЛИКЛАР ВА УЛАРНИ БАРТАРАФ ҚИЛИШ

Линзаларга хос абберациялар кўзда деярли сезилмайди.

Сферик абберация қорачиқ кичик бўлгани учун билинмайди ва фақат оқшомлари қорачиқ кенгайганда намоён бўлади; бунда тасвирлар равшан эмас. Кўз ахроматик система бўлмаса ҳам, бироқ нурланишнинг кўринувчанлиги танланувчи ва қорачиқ ўлчови кичик бўлгани туфайли хроматик абберация сезилмайди. Қия дасталар астигматизми рўй бермайди, чунки кўз ҳамиша кузатилувчи буюм томонга қаратилади.

Оптик системанинг асимметрияси туфайли ҳосил бўлувчи астигматизм бундан истиснодир (муғуз парда ёки кўз гавҳарининг носферик шаклда эканлиги).

Бу, хусусан, синов ўтказиш жадвалида кўзнинг иккита ўзаро перпендикуляр чизиқларни бир хил аниқ кўриш қобилиятига эга

* Бу фақат физик масала бўлмасдан, физиологик масала ҳамдир.

эмаслигида намоён бўлади. Кўзнинг бундай камчилиги махсус цилиндрик линзали кўзойнаклар ёрдамида компенсацияланади.

Кўзнинг оптик системасига баъзи ўзига хос камчиликлар хосдир.

Аккомодация йўқлигида нормал кўзнинг орқа фокуси тўр пардага тўғри келади, бундай кўзга *эмметропик кўз* дейилади ва бу шарт бажарилмайдиган ҳолларда аметропик кўз дейилади.

Аметропиянинг энг кўп тарқалган кўринишлари *яқиндан кўриш* (миопия) ва *узоқдан кўриш* (гиперметропия) ҳисобланади. Яқиндан кўриш — кўз камчилиги бўлиб, аккомодация йўқлигида орқа фокуснинг тўр парда олдида ётишидан иборатдир: узоқдан кўриш вақтида, аккомодация йўқлигида, орқа фокус тўр парда орқасида ётади. Яқиндан кўрувчи кўзни коррекциялаш (тузатиш) учун сочувчи линза, узоқдан кўрувчи кўзни тузатиш учун — йиғувчи линза ишлатилади.

26.6-§. ЛУПА

Буюм деталларини ажрата билиш имконияти унинг кўз тўр пардасидаги тасвирининг катталигига ёки кўриш бурчагига боғлиқ. Буюмни кўзга яқинлаштириб кўриш бурчагини катталаштириш мумкин, бироқ бу баъзи чекланишларга боғлиқ: 1) қатор ҳолларда буюм билан кўз орасидаги масофани техник сабабларга кўра ўзгартириш имконияти бўлмайди (масалан, юлдузларга ёки қуёшга қарашда); 2) аккомодацияланиш имкониятлари муайян чегарага эга бўлгани учун буюмни кўзнинг яқин нуқтасидан камроқ масофагача кўзга яқинлаштириб бўлмайди.

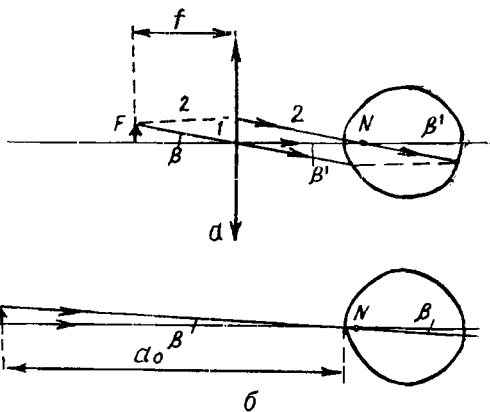
Шунга кўра, кўриш бурчагини катталаштириш учун оптик асбоблардан: телескоплар, лупалар, микроскоплар ва шу кабилардан фойдаланилади.

Оптик асбобларнинг энг содаларидан бири бўлган лупанинг тузилишини кўриб чиқамиз.

Луна деб, кузатилувчи буюм олдинги фокал текислигида ёки унинг бевосита яқинида жойлашган оптик системага айтилади.

Луна ҳосил қиладиган тасвир чексизликда ёки кўзга қулай масофада туради. Агар тасвир чексизликда бўлса, у ҳолда уни кўз аккомодациясиз кузатади.

26.14-а расмда икки нур ёрдамида тасвирнинг лупа орқали пардада қандай шаклланиши кўрсатилган; N — кўз оптик системасининг бирлашган



26.14-расм.

тугун нуқтасп, буюм олдинги фокал текисликда жойлашган. 1 нур лупа марказидан синмасдан ўтиб, сўнгра у кўзда сиғади. Буюмнинг худди шу нуқтасидан келувчи бошқа нурлар лупада сингандан сўнг 1 нурга параллел бўлади. Тўр пардада тасвир вазиятини аниқлаш учун бу нурларнинг бирлашган тугун нуқтадан ўтувчи-сини танлаб оламиз (2 нур). У кўзда синмайди. Унинг тўр парда билан кесилган жойи буюм тасвири вазиятини кўрсатади. Манзара тўла бўлсин учун фақат 2 нурнинг бошланғич қисмини ва 1 нурнинг охириги қисмини (пунктир билан кўрсатилган) тузиш қолади.

Лупанинг катталаштириши деб, буюм тасвири кўрилган бурчак β' нинг (26.14-а расм) энг яхши кўриш масофаси $a=25$ см да турувчи (26.14-б расм) буюмнинг кўриш бурчаги β га бўлган нисбатига айтилади.

Расмдан кўринишича:

$$\beta' = B/f \text{ ва } \beta = B/a_0, \quad (26.10)$$

бу ерда B — буюмнинг чизиқли ўлчови. (26.10) ни ҳисобга олиб, лупанинг катталаштиришини топамиз:

$$\Gamma = \beta' / \beta = a_0 / f. \quad (26.11)$$

Бундан, катталаштириш формуласи, лупанинг доимий катталиги f нинг энг яхши кўриш масофаси a_0 билан — анча шартли бўлган катталиқ билан боғланганини кўрамиз. Яқиндан кўрувчи кўз учун $a_0 < 25$ см, узоқдан кўрувчи кўз учун $a_0 > 25$ см, шунинг учун битта лупанинг катталаштириши яқиндан кўрувчи кўз учун узоқдан кўрувчи кўзникидан кўра камроқ бўлади.

Аккомодация вақтидаги кучланиш кўзни жуда чарчатгани учун унга қисқа муддатдагина йўл қўйиш мумкинлигини назарда тутиб, лупа билан ишлаганда, буюмни фокал текисликда жойлаштириб, кўзни эса лупага яқин тутишни тавсия этиш лозимдир.

Лупалар бир ёки бир неча линзалардан ясалади. Лупанинг катталаштириши унинг конструкциясига боғлиқ ва у 2 дан 40—50 гача ўзгаради. 10 карра катталаштирувчи лупалар энг кўп тарқалгандир.

Лупа ёрдамида икки нуқта орасидаги ўлчанни мумкин бўлган масофа (26.8) формула ёрдамида ҳисобланади. Масалан, 10 карра катталаштириш учун $\beta = 0.1' \approx 3 \cdot 10^{-5}$ рад; $\alpha = a_0 = 25$ см = 0,25 м га тенг қилиб олинса, у ҳолда $\beta = 0,25 \cdot 3 \cdot 10^{-5} = 7,5 \cdot 10^{-6}$ М = 7,5 мкм бўлади.

26.7-§. БИОЛОГИК МИКРОСКОПНИНГ ОПТИК СИСТЕМАСИ ВА ТУЗИЛИШИ

Кўп марта катталаштириш учун, лупа сифатида қисқа фокусли линзалардан фойдаланиш керак [(26.11) га қаранг]. Бироқ бундай линзалар катта эмас, уларга анча катта абберрациялар хос бўлиб, бу хол лупанинг катталаштиришига чек қўяди.

Кўп марта катталаштиришни қўшимча линзалар системаси ёрдамида ҳосил қилинган буюмнинг ҳақиқий тасвирини кўриш билан амалга ошириш мумкин. Микроскоп ана шундай қурилмадир; бу

ҳолда лупани окуляр, қўшимча линза ёки линзалар системасини эса — объектив деб аталади.

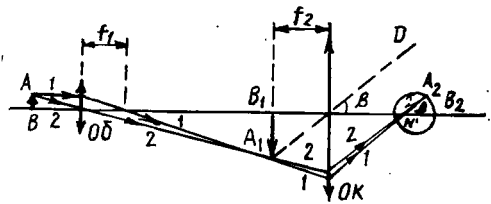
Кўз зўриқмаслиги учун объектив ҳосил қилган тасвирни окулярнинг фокал текислиги билан мослаштиришга ҳаракат қилинади. 26.15-расмда объективи ва окуляри йиғувчи линзалардан иборат бўлган микроскопда ва кўзда нурлар йўли кўрсатилган.

Об — объектив линзаси ҳосил қилган AB буюмнинг A_1B_1 тасвирини юпқа линзада тасвир ясаш қондасига мувофиқ топамиз; бош оптик ўққа параллел бўлган 1 нур, линзада синиб, фокуздан ўтиб кетади. 2 нур линза марказидан синмасдан ўтади; A_1B_1 окулярнинг олдинги фокал текислигида жойлашган.

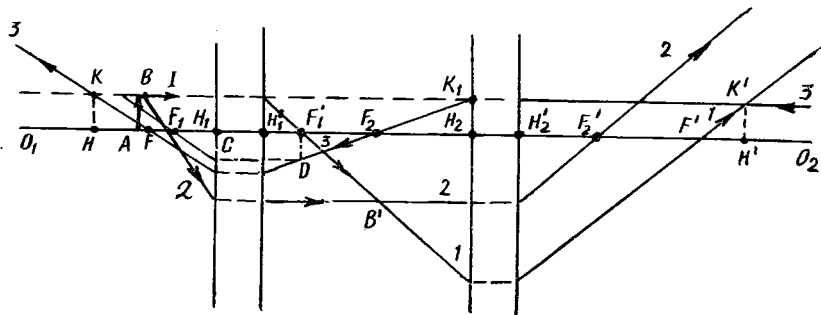
1 ва 2 нурлар OK окуляр линзасига етиб, унда синади. Бу нурларнинг окулярда сингандан кейинги йўлларини кўрсатиш учун қуйидагича мулоҳаза юритамиз.

Фокал текисликнинг бирор нуқтасидан (масалан, A) чиқувчи барча нурлар линзада сингандан сўнг бир-бирига параллел бўлиб тарқалиши керак. A_1 нуқтадан линза маркази орқали A_1D нурни ўтказамиз; 1 ва 2 нурлар окулярда сингандан сўнг кўз билан биррашгунча A_1D га параллел ҳолда давом этади. 1 нур кўзнинг бирлашган тугун нуқтасидан ўтсин ва шунинг учун ҳам синмасдан тўр парданинг A_2 нуқтасига етиб боради. Худди шу нуқтага 2 нур ҳам фокусланади. Кўзнинг тўр пардасида AB буюмнинг A_2B_2 тасвирини оламиз.

Ҳозирги замон оптик микроскопларида объектив ва окуляр — оптик системани ташкил этувчи линзалар системасидан иборат (26.16-расм). Бундай системанинг объективи ва окулярининг бош текисликлари расмда алоҳида қилиб кўрсатилган, ўраб олган муҳит бир хил синдириш кўрсаткичига эга. AB буюмнинг B нуқтасидан келувчи 1 ва 2 нурлар объектив ҳосил қилувчи тасвир шакл-



26.15-расм.



26.16-расм.

ланадиган B^1 нуқтада кесишади. 2 нур окулярга, бош оптик ўққа параллел бўлиб тушади, шунинг учун у фокус F_2' дан ўтади. 1 ва 2 нурлар фокал текислигининг битта B^1 нуқтасидан «чиққани» учун окулярда синганидан кейин улар ўзаро параллель бўлади.

Микроскопнинг бош нуқталарини ва фокусларини ягона марказлашган оптик система сифатида кўрсатиш мумкин. Буюмлар фазосидаги 1 нур бош оптик ўққа параллел бўлгани учун, у тасвирлар фазосида оптик ўқни орқа фокус F^1 да кесади. Тегишли бош текисликларда жойлашган нуқта ва унинг тасвири бош оптик ўқдан бир хил узоқликда ётиши шартига асосан бош нуқталарни ва текисликларни тонамиз.

Чизмани қалаштирмаслик мақсадида олдинги бош текислигининг K нуқтасини шундай танлаймизки, бу нуқтадан оптик ўққа параллел бўлиб тарқалган нур буюмлар фазосида 1 нур билан устма-уст тушсин. Орқа фокал текисликда жойланган ўнга қўшма нуқта K^1 ни у 1 нур устида ётади ва бош оптик ўқдан K нуқта каби узоқликда ётади деган шартдан тонамиз. K^1 ни бош оптик ўққа проекциялаб, орқадаги бош нуқта H^1 ни оламиз.

Олдинги бош нуқтани топиш учун K^1 нуқтадан бош оптик ўққа параллель қилиб 3 нурни йўналтирамиз. У F_2 нуқтадан объективнинг орқа бош текислиги билан кесишгунча давом этади. Бу нурнинг объективнинг олдинги бош текислигидан чиққандан кейинги йўналишини аниқлаш учун қўшимча ясашни бажарамиз: фокал текисликда ётган D нуқтадан бош оптик ўққа параллель қилиб DC нурни ўтказамиз, у F_1 фокусдан ўтиши керак, 3 нур эса CF_1 га параллел ҳолда ўтади. 3 нурнинг бош оптик ўқ билан кесишиши микроскопнинг олдинги фокуси F ни беради, 1 нур билан кесишиши эса олдинги бош текисликда ётган K нуқтанинг вазиятини беради; H — микроскопнинг олдинги бош нуқтаси.

Бу ҳолда фокусларнинг бош нуқталар орасида жойлашганини таъкидлаб ўтамиз.

Буюм ва тасвир фазолари муҳитининг синдириш кўрсаткичлари бир хил бўлгани учун (26.6) га асосан фокус масофалари фақат ишоралари билан фарқланади: $f = -f^1$.

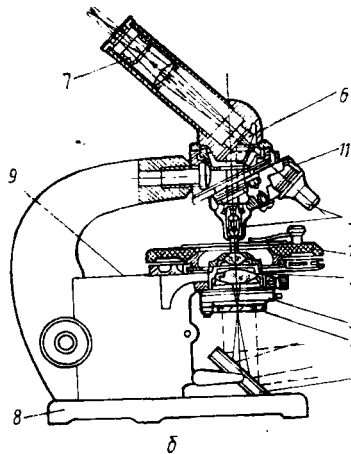
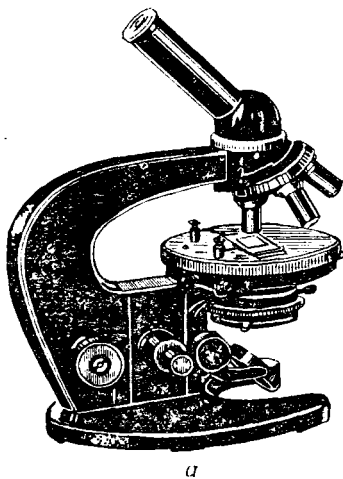
Микроскопнинг фокус масофасини аниқлаймиз: ΔKHF ва ΔCH_1F_1 , шунингдек $\Delta DF_1'F_2$ ва $\Delta K_1H_2F_2$ нинг ўхшашлигидан

$$|KH|/|HF| = |CH_1|/|H_1F_1| \text{ ёки } |KH|/f = |CH_1|/f_1, \quad (26.12)$$

$$|C_1H_2|/|H_2F_2| = |DF_1'|/|F_1'F| \text{ ёки } |K_1H_2|/f_2 = |CH_1|/\Delta \quad (26.13)$$

га эга бўламиз, бу ерда f_1 — объективнинг фокус масофаси, f_2 — окулярнинг фокус масофаси, Δ — объективнинг орқа фокуси билан окулярнинг олдинги фокуси орасидаги масофа бўлиб, унга *тубуснинг оптик узунлиги* дейилади. (26.12) ни (26.13) га бўлиб ва $KH = K_1H_2$ эканини ҳисобга олиб, $f_2 : f_1 = \Delta : f_1$ га эга бўламиз, бундан микроскопнинг фокус масофаси

$$f = f_1 f_2 / \Delta \quad (26.14)$$



26.17-расм.

Умумий (26.11) формула микроскоп учун ҳам тўғри бўлгани учун, у ҳолда [(26.14) га қаранг]:

$$F = \beta^1 / \beta = \Delta a_2 (f_1 f_2). \quad (26.15)$$

Шундай қилиб, микроскопнинг катталаштирилиши тубус оптик узунлиги билан энг яхши кўриш масофаси кўпайтмасининг объектив ва окуляр фокус масофалари кўпайтмасига нисбатига тенг. (26.15) формулани икки кўпайтувчининг кўпайтмаси сифатида ифодалаш мумкин:

$$\Gamma_{ок} = \alpha_o / f_2 \text{ ва } \Gamma_{об} = \Delta / f_1, \quad (26.16)$$

бу ерда $\Gamma_{ок}$ — окулярнинг катталаштирилиши, $\Gamma_{об}$ — объективнинг катталаштирилиши*.

26.17-расмда МБР-1 биологик микроскопнинг умумий кўриниши (а) ва схемаси (б) кўрсатилган. Унинг асосий қисмлари: 8 — асоси, 9 — микрометр механизми қути, 10 — буюм курсчаси. 11 — револьвер, 5 — объективлари билан, 2 — конденсор ва 7 — окуляр. Оптик система икки қисмдан: ёриткич ва кузаткичдан иборат. Ёриткич қисмига 1 — кўзгу, 3 — ирис апертурали диафрагмага эга конденсор ва 4 — олиб қўйиладиган ёруғлик фильтри киради; кузаткич қисмига — микроскоп тубуси ичида бирлаштирилган объектив; 6 — призма ва окуляр киради.

Ёруғлик манбаидан келувчи нурлар дастаси кўзгуга тушади, ундан диафрагмага қайтади, конденсор ва текширилувчи препарат орқали ўтиб, сўнгра объективга тушади.

* Ўқувчига ўрта мактаб физика курсидан — линза катталаштирилишининг формуласи маълум. Буюмнинг объектив фокуси яқинида жойлашишини ҳисобга олиш лозим, шунинг учун буюм билан объектив линзаси орасидаги масофа тахминан унинг фокус масофасига тенг. У шунчалик катта бўлмагани учун тубуснинг оптик узунлигини объективдан тасвиргача бўлган масофага тенг деб ҳисоблаш мумкин.

26.8-§. МИКРОСКОПНИНГ АЖРАТА ОЛИШ ҚОБИЛИЯТИ
ВА ФЙДАЛИ КАТТАЛАШТИРИШИ. АББЕ НАЗАРИЯСИ
ҲАҚИДА ТУШУНЧА

(26.15) формуладан f_1 ва f_2 ни тегишлича танлаб олиш билан микроскоп катталаштириши исталганича катта бўлади, деган хулоса чиқариш мумкин. Бироқ амалда микроскоп билан ишловчи биологлар, врачлар ва бошқа мутахассислар 1500—2000 мартадан ортиқ катталаштиришлардан жуда кам фойдаланишади. Бу ҳолнинг сабабини аниқлаш учун «ажратилиш чегараси», «ажрата олиш қобилияти» ва «микроскопнинг фойдали катталаштириши» деган тушунчалар билан танишиб чиқамиз.

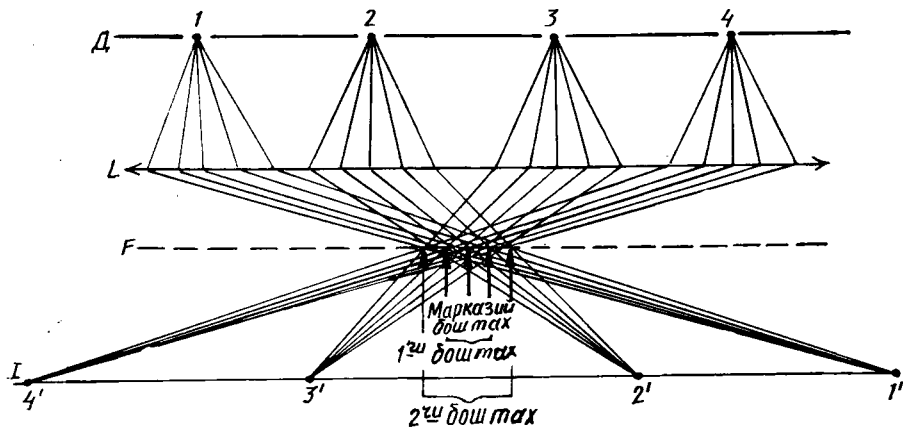
Ажратилиш чегараси — жисмнинг ажратила олинадиган икки нуқтаси орасидаги энг кичик масофа, яъни микроскоп билан қаралганда алоҳида икки нуқтадек бўлиб кўриниши.

Ажрата олиш қобилияти деганда, одатда микроскопнинг кўрилатган жисм майда деталлари тасвирини айрим-айрим қилиб кўрсата олишига айтилади. Бу ажратилиш чегарасига тескари бўлган катталикдир. Микроскопнинг ажрата олиш қобилияти ёруғликнинг тўлқин хоссалари билан боғланади, шунинг учун ажратилиш чегарасига доир ифодаларни дифракцион ҳодисаларни назарда тутгандагина олиш мумкин.

Микроскопнинг ажрата олиш қобилиятининг Э. Аббе таклиф қилган дифракцион назариясини кўриб чиқайлик.

Шаффоф жисм ёритилганда, микроскопга объект сочган (дифракцияланган) ёруғлик тушади. Энг содда жисм сифатида дифракцион панжара — структураси анча аниқ бўлган объект олинади.

Панжара D (26.18-рasm) тўртта (1—4) тирқишдан иборат дейлик. Ҳар бир тирқишдан иккиламчи тўлқинлар тарқалади, расмда бундай тўлқинларнинг ҳар биридан бештадан бўлган нурларининг йўли кўрсатилган. L линзанинг оптик ўқиға бир хил бурчак остида



26.18-рasm.

тушувчи иккиламчи тўлқинлар F фокал текисликда йиғилади. Агар қўшни тирқишлардан чиққан ва бир хил бурчакка оғдирилган иккиламчи тўлқинлар йўлининг айирмаси бутун сон тўлқин узунликларига тенг бўлса, у ҳолда F текислик устида нуқталар билан белгиланган жойларда, асосий максимумлар (марказий, 1-, 2-максимум) пайдо бўлади. Линзанинг фокал текислигида ҳосил бўладиган манзара бирламчи тасвир деб аталади. У жисм ҳақида муайян ахборот берсада, бирок умумий қабул қилинган маънодаги тасвир ҳисобланмайди. Тасвирнинг ўзи ёки иккиламчи тасвир ($I'-4'$) ҳар бир тирқишдан келувчи иккиламчи тўлқинларнинг I текисликда кесилган вақтида ҳосил бўлади. Иккиламчи тасвир бирламчи тасвирдан кейин ҳосил бўлади, шунинг учун у жисм тўғрисида бирламчидан кўра кўпроқ ахборотга эга бўла олмайди.

Оптик қурилмаларда, шу жумладан микроскопда ҳам ёруғлик дасталарни ҳамisha чегараланган бўлади, шунинг учун буни буюм тасвирининг бузилишига қандай таъсир этишини билиш, нурларнинг қанча минимал миқдори буюм ҳақида тўғри ахборот бериш қобилиятига эга бўлганини билиш муҳимдир.

Бош максимумлар марказий максимумга нисбатан жуфт ҳолда симметрик жойланади ва муайян даражада бир-бирини такрорлайди. Марказдан бир томонда ётган максимумлар тўплами, марказдаги билан биргаликда буюм ҳақида тўғри ахборот бериш учун кифоя. Демак, марказнинг иккинчи томонида жойлашган максимумлардан келувчи нурларни экранлаш, фақат жисм тасвирининг равшанлигини камайтиради.

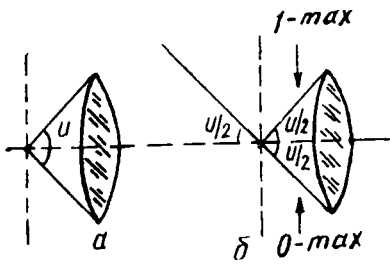
Тоқ бош максимумлардан келувчи нурларни F текисликда экранлаш вақтида иккинчи бош максимумга биринчисининг родини, тўртинчисига иккинчисининг ва ҳоказо родини ўйнашга объектив широнт туғилади, яъни [(24.29) га қаранг] тасвир даври икки марта камроқ бўлган дифракцион панжараникидек бўлади.

Марказий максимум ҳар хил даврли панжаралар учун умумий структурага эга бўлади ва демак, буюмнинг алоҳида хусусиятлари тўғрисидаги ахборотга эга бўлмайди. Шунинг учун, нурларни фақат марказий максимумдан ўтказиб, қолганларининг барчаси экранланадиган бўлса, у ҳолда буюмнинг (панжаранинг) тасвири шаклланимайдиган бўлади.

F текислигида ҳар хил чегараланган ёруғлик дасталари билан шу хилдаги тажрибаларни Аббе ўтказган. Унинг аниқлашига кўра, иккиламчи тасвирнинг буюмга мос бўлиши учун ҳеч бўлмаганда марказий ва бош максимумларнинг биринчилардан биттасининг нурлари бирламчи тасвирдан ўтиб, давом этишлари лозим.

Реал ҳолда ёруғлик буюмдан микроскопнинг объективига ҳандайдир конус шаклида тарқалади (26.19-а расм), мазкур конус, *бурчакли апертура* — оптик системага кирувчи конуссимон ёруғлик дастасининг четки нурлари орасидаги бурчак u билан характерланади*. Чегаравий ҳолда, Аббе назариясига мувофиқ конус-

* Микроскопнинг объективи ёруғлик оқими яхши жуда кучли равшанда чегаралайди, яъни апертур диафрагма бўлади деб тасавур этилади.



26.19-расм.

симон ёруғлик дастасининг четки нурлари, марказий (нолиқчи) ва 1- бош максимумларга тўғри келувчи нурлар бўлади (26.19-б расм). Бу вақтда буюм (панжара) га нур $u/2$ бурчак остида тушади, биринчи дифракцион максимум учун ҳам худди шундай бурчак бўлади. $\beta = u/2$ ва $\alpha = -u/2$ деб ҳисоблаб, (24.39) формуладан қуйидагини оламиз:

$$2c \sin(u/2) = \lambda \quad (26.17)$$

Кўриб чиқилган буюм (панжара) моделида ажратиш чегараси z ўрнида структура элементи — дифракцион панжаранинг доимийси c ни қабул қилиш лозим, яъни кўрсатилган β ва α да $z=c$ (26.17) дан

$$2c \sin(u/2) = \lambda \quad (26.18)$$

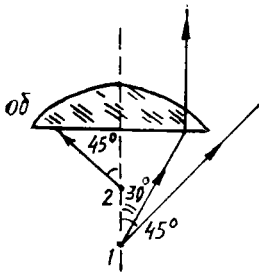
ни топамиз ёки $\lambda = \lambda_0$ ни ҳисобга олиб ва $A = n \sin(u/2)$ ни киритиб,

$$z = 0,5 \lambda_0 / A \quad (26.19)$$

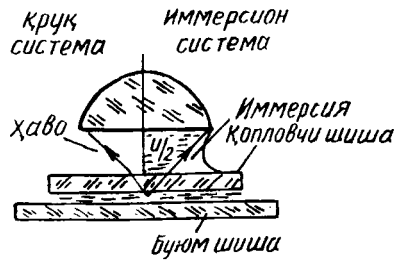
га эга бўламиз, бу ерда A — сонли апертура, n — буюм билан объектив линза орасидаги муҳитнинг синдириш кўрсаткичи.

(26.19) формуладан кўринишича, микроскопнинг ажратиш чегарасини камайтириш усулларидан бири — кичик тўлқин узунлигидаги ёруғликдан фойдаланишдир. Шу муносабат билан ультрабинафша микроскоп ишлатилади, бундай микроскопда микрообъектлар ультрабинафша нурларида текширилади. Бундай микроскопнинг принципиал оптик схемаси оддий микроскоплар схемасига ўхшашдир. Уларнинг асосий фарқи, биринчидан, ультрабинафша ёруғлик учун шаффоф бўлган оптик қурilmалардан фойдаланиш ва иккинчидан, тасвирнинг қайд этилишининг алоҳида хусусиятларидир. Кўз бу нурланишни бевосита қабул қила олмгани учун фотопластинкаларда люминесцент экранлар ёки электрон-оптик алмаштиргичлар ишлатилади (еттипчи бўлимга қаранг).

Микроскопнинг ажратиш чегарасини камайтиришнинг иккинчи усули сонли апертурани катталаштиришдир, бу объектив билан жисм орасидаги муҳитнинг синдириш кўрсаткичини ошириш билан ёки апертур бурчакни катталаштириш билан амалга оширилиши мумкин. Оддий шароитларда (ҳаво) синдириш кўрсаткичи бирга тенг. Бурчак $u/2$ эса катта қийматларга тенг бўлиши назарий жиҳатдан 90° гача бўлиши мумкин. Агар бу бурчак жуда катта бўлса, биринчи максимум нурлари объективга кирмаслиги мумкин. Масалан, 26.20-расмда 45° бурчак остида 1 нуқтадан чиқувчи нурларнинг объектив Ob ичига киролмаганлиги кўрсатилган. Бу нурлар объективга кира олиши учун буюمنى объективга яқинлаштириш, масалан, 2 нуқтага қўйиш керак. Бироқ линза билан буюм



26.20-расм.



26.21-расм.

орасидаги масофани ихтиёрый равишда ўзгартириш мумкин эмас, у ҳар бир объектив учун ўзгармас бўлиб, буюمنى яқинлаштириш мумкин эмас.

Микроскопнинг қопловчи шишаси билан объективи орасидаги фазога қўйилган махсус суюқ модда — *иммерсия* ёрдамида сонли апертурани катталаштириш мумкин. Иммерсион системаларда «қуруқ» системалардагига кўра каттароқ апертур бурчак ҳосил қилинади (26.21-расм). Иммерсия сифатида сувдан ($n=1,33$), кедр ёки ($n=1,515$), монобромнафталин ($n=1,66$) ва бошқалардан фойдаланилади. Ҳар бир иммерсия учун махсус объектив ҳисоблаб мосланади ва уни фақат шу иммерсия билан ишлатиш мумкин.

Замонавий микроскопларда $u/2$ бурчакнинг максимал қиймати 70° га етади. Бу бурчак ёрдамида максимал сонли апертуралар ва минимал ажратилиш чегаралари ҳосил қилинади (26-жадвал).

26-жадвал

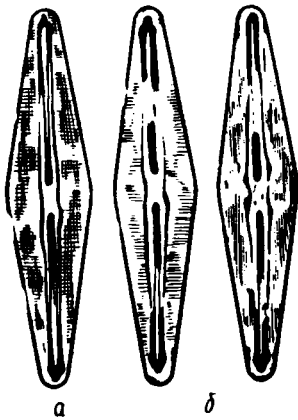
	A	z , мкм
Қуруқ система	$0,94 \cdot 1 = 0,94$	0,30
Сувли иммерсия	$0,94 \cdot 1,33 = 1,25$	0,22
Ёғли иммерсия	$0,94 \cdot 1,515 = 1,43$	0,19

* Далиллар объект устига қия тушган ёруғлик ва кўз учун энг сезилувчан бўлган 0,555 мкм узунликдаги тўлқинларга нисбатан келтирилган.

Объектнинг ёритилиш шароити микроскопнинг ажрата олиш қобилиятига таъсир қилади, бунини биологик текширишларда ҳисобга олиш аҳамиятга эга. Ташқи қобил структурасро ёритиш имкониятига қараб ўзгаргани сабабли текширувчи-биологлар бунини диатомеянинг ҳар хил турларига тегишли деб қарашганли маълум. 26.22-расмда объектнинг ёритилиши ҳар хил бўлганлиги учун тўла ажратилган (а) ва қисман ажратилган (б) кўринишлари берилган.

Окуляр микроскопнинг ажрата олиш қобилиятига мутлақо таъсир этмаслигини, у фақат объектив берган тасвириш катталаштиришини уқтириб ўтамыз.

26.19-формуладан фойдаланиб, микроскопнинг *фойдали катталаштиришини* баҳолаймиз.



26.22-расм.

Агар буюмнинг ўлчовлари ажратилиш чегараси z га тенг бўлса, унинг тасвири ўлчовлари z^1 бўлса ва бу тасвир кўздан унинг энг яхши кўриш масофасида жойлашган бўлса, у ҳолда микроскопнинг катталаштириш

$$F = z^1 / z$$

га тенг бўлади. Бу формулага (26.19) дан z ни қўйсак,

$$\Gamma = Az^1 / 0,5 \lambda_0 \quad (26.20)$$

ни ҳосил қиламиз. Чегаравий ҳолда, нормал кўз буюмда ораларидаги бурчакли масофа 1^1 га тенг бўлган икки нуқтани ажрата олади (26.4-§ га қаранг). Кўришда қулай ажратишлик, бурчак 2 дан 4 гача бўлган ораликқа мос келганда ёки

z^1 нинг қийматлари (энг яхши кўриш масофада) 140 дан 280 мкмга тенг бўлган вақтда юз беради деб, ҳисобланади. Уларни, шунингдек, $\lambda_0 = 0,555$ мкм ни (26.20) формулага қўйиб, микроскопнинг фойдали катталаштириш қийматлари интервалини топамиз:

$$500 A < \Gamma < 1000 A. \quad (26.21)$$

Бундай катталаштиришлар *фойдали* ҳисобланади, чунки уларда кўз микроскоп ажрата оладиган объектларнинг барча структур элементларини кўра олади.

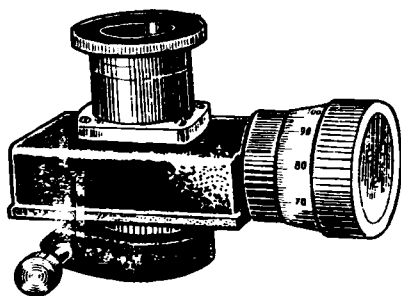
Ёғли иммерсион системанинг соғли апертураси $A = 1,43$ ни (26.21) га қўйиб, бундай микроскопнинг фойдали катталаштиришлари учун $700 < \Gamma < 1400$ тенгсизликни оламиз.

26.9-§. ОПТИК МИКРОСКОПИЯНИНГ БАЪЗИ БИР МАХСУС УСУЛЛАРИ

Микроскопик объектлар ўлчовларини микроскоп ёрдамида ўлчаш. Бунинг учун устига шкала даражалари чизилган доиравий шиша пластинкадан иборат окуляр микрометр ишлатилади. Микрометр объективдан олинган тасвир текислигида ўрнатилади. Окуляр орқали қаралганда объект ва шкала тасвирлари устма-уст тушади, натижада ўлчанувчи катталиққа шкала бўйича қанча масофа тўғри келганини ҳисоблаб олиш мумкин. Шкала бўйича ҳисоблаш ҳали объектнинг катталигини (ўлчовларини) бермайди, чунки шкала билан устма-уст тушган тасвир буюмнинг ўлчовига тенг эмас. Окуляр микрометр бир бўлинмасининг қийматини топиш керак, бунинг учун шкаласининг даражалари 0,01 мм дан бўлган объект микрометр ишлатилади. Объект микрометрни буюм сифатида қараб, биргина кўриш майдонига икки шкалани — объект ва окуляр шкалаларини устма-уст тушириб, окуляр микрометр бўлинмасининг қийматини аниқланади.

Объект микрометри ўрнида ўлчови маълум бўлган исталган препаратни ёки тиббиёт ўлчашларида қўлланилувчи Горяев синнаш камерасини ҳам ишлатиш мумкин.

Ҳозирги вақтда окулярли-винтли микрометр кенг қўлланилади, унинг ташқи кўриниши 26.23-расмда тасвирланган. Бу асбоб окуляр ўрнида жойлаштирилади. Винт айлантирилганда кўндаланг кесувчи чизиқнинг сплжиши микрометр даражалари улушларини санашга имкон беради. Окуляр-винтли микрометр дастлаб даражаланиши керак.



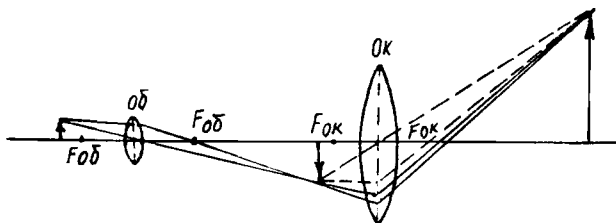
26.23-расм.

Микропроекция ва микрофотография. Микроскопик тасвирнинг шаклланиши одам пштироки билан бўлади ва кўзда ҳақиқий тасвир ҳосил бўлиши билан тугайди. Оддий микроскопнинг ўзи ҳақиқий тасвир ҳосил қилмайди, бироқ фотосуратга олиш (микрофотография) учун ёки микроскопик тасвири экранга проекциялаш учун ҳақиқий тасвир олинган бўлиши керак. Бунинг учун объектив *Об* берадиган тасвири окуляр *Ок* нинг фокус масофасидан узоқроққа жойлаштириш лозим (26.24-расм).

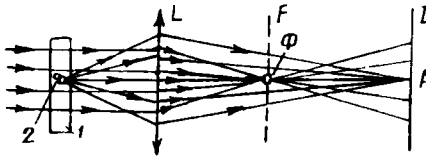
Фазовий контраст усули. Шаффоф объект орқали ўтувчи ёруғлик тўлқинининг интенсивлиги деярли ўзгармайди, бироқ фазода объект қалинлигига ва синдириш кўрсаткичига боғлиқ бўлган ўзгаришлар содир бўлади. Шу маънода шаффоф объектлар *дефазаловчи объектлар* деб аталади. Бундай объектларнинг деталарини оддий усул билан кўриш мумкин эмас. Биологик тадқиқотларда бундай объектлар баъзан бўялади, бироқ бу ҳолда уларнинг хоссалари ва яшовчанлиги ўзгариши мумкин.

Дефазаловчи объектлар деталарини кўриш учун. *Ф. Цернике* фазовий контраст усулини таклиф қилди.

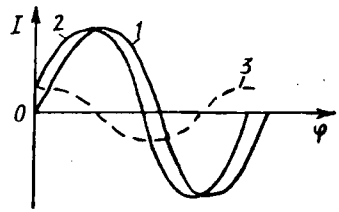
Объект, синдириш кўрсаткичи n га тенг бўлган бир жинсли шаффоф муҳит I дан иборат бўлсин, унинг ичида эса шаффоф қиришма 2 , масалан, синдириш кўрсаткичи n_1 га тенг бўлган бактерия бор бўлсин (26.25-расм).



26.24-расм.



26.25-расм.



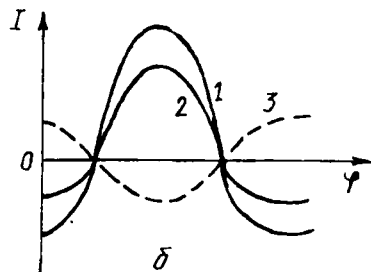
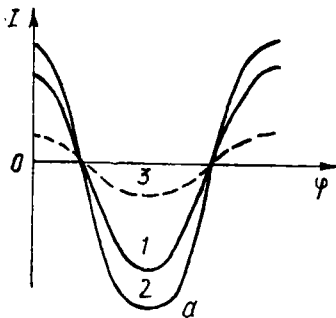
26.26-расм.

Ёруғликнинг ясси параллель дастаси тушганда унинг бир қисми шаффоф объект орқали ўтади ва L линза ёрдамида фокал текислик F нинг кичик бир Φ қисмида фокусланади, қолган қисми эса бир жинсли бўлмаган моддаларда дифракцияланади ва линза ёрдамида 1 текисликнинг A нуқтасида тўпланади.

1 текисликдаги ёруғлик тебранишларининг фазавий таркиби интенсивлик — фаза координаталарида график равишда 26.26-расмда кўрсатилган. 1 эгри чизиқ объект орқали дифракциясиз ўтган тўғри чизиқли ёруғликка мос, 2 эгри чизиқ объект томонидан дифракцияланган ёруғликка тегишлидир. Агар $n_1 > n_2$ бўлса, бундай эгри чизиқ фаза бўйича орқада қолади, бу ҳол расмда кўрсатилган. 2 эгри чизиқни икки тўлқин йиғиндиси каби тасвирлаш мумкин. Улардан бири (1) объектдан дифракцияланмай ўтади, иккинчиси (3) синдириш кўрсаткичи бўлган бактерияда дифракцияланиш натижаси бўлади. 3 эгри чизиқни график усулда 2 эгри чизиқ ординаталаридан 1 эгри чизиқ ординаталарини айириб билан топиш мумкин.

Кўз 1 текисликда 1 ва 2 тўлқинларни ажрата олмайди, чунки уларнинг интенсивликлари бир хил, фазалар фарқини эса кўз ажрата олмайди (26.25-расмга қаранг). Фазавий рельефни амплитуда рельефига алмаштириш зарур.

26.26-расмдан кўринишича, 3 тўлқин фаза бўйича 1 тўлқинга нисбатан $\pi/2$ га силжиган, бу $\lambda/4$ га тенг оптик йўл айирмасига мос келади. Агар 1 тўлқиннинг фазаси $\pi/2$ га ўзгартирилса, у ҳол-



26.27-расм.

да 1 ва 3 тўлқинлар ё бир хил фазада (26.27-а расм) ёки қарама-қарши фазада (26.27-б расм) бўлиб қолади. 2 эгри чизиқни 1 ва 3 эгри чизиқлар ординаталарининг йиғиндисин каби график усулда топамиз. Бу ҳолда расмдан кўринишича, 1 ва 2 тўлқинлар интенсивликлари (амплитудалари) бўйича фарқланади, шунинг учун бир жинсли ёруғлик майдонидagi бактерияни кўз кўради.

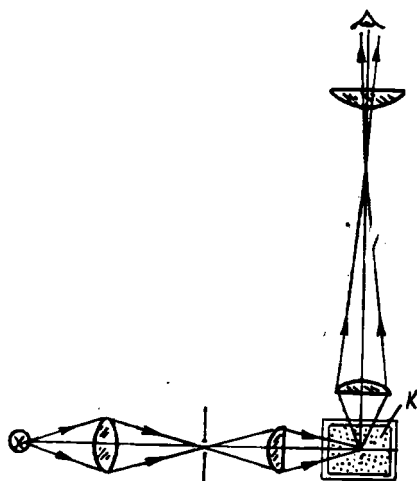
1 тўлқин F текисликда (26.25-расмга қаранг) кичкина участкадан ўтгани учун бу жойга кичик доиравий пластинка Φ (фазовий пластинка) ни қўйиб, тўлқин фазасини ўзгартириш мумкин. Баъзан фазавий пластинка 1 тўлқинни қисман ютадиган материалдан ясалади, бу ҳолда бактерия контрасти янада кўпроқ кучаяди, чунки тўлқинлар 1 ва 2 амплитудаларининг айирмаси катталашган бўлади.

Фазовий контраст қурилмалар (пластинкалар, конденсаторлар) одатда микроскопларнинг қўшимча мосламалари сифатида комплеланади.

Ультрамикроскопия. Бу ўлчамларни микроскопнинг ажрата олиш чегарасидан ташқарида ётган заррачаларни пайқаш усулидир. Бу усулда ишловчи микроскопларга *ультрамикроскоплар* дейилади. Уларда ёндан (қия) ёритиш амалга оширилади, шу туфайли субмикроскопик заррачалар қоронғи фонда ёруғ нуқталар каби кўринад; заррачаларнинг тузилишини кўриш қийин.

Ультрамикроскопнинг принципнал оптик схемаси 26.28-расмда тасвирланган. Манбадан чиққан ёруғлик чап томондан аэрозолларнинг, гидрозолларнинг ва шунга ўхшашларнинг майда заррачаларни мавжуд бўлган кювета K га тушади, кузатиш юқоридан олиб борилади.

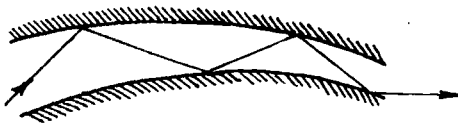
Бу усул ўлчовлари 2 мкм гача бўлган заррачаларни қайд этишга имкон беради, ундан жумладан, санитария-гигиена мақсадларида ҳаво тозалигини аниқлаш учун фойдаланилади.



26.28-расм.

26.10-§. ТОЛАЛИ ОПТИКА ВА УНИНГ ТИББИЁТ АСБОБЛАРИДА ИШЛАТИЛИШИ

Линзалар, қўзгулар, призмалар, ясси параллел пластинкалар ва шунга ўхшаш ёруғлик дастасини шаклловчи оптик системанинг анъанавий элементларидир. Асримизнинг 50-йилларидан бошлаб бу элементларга ёруғликни каналлар бўйича тарқалиш қобилияти-



26.29-расм.

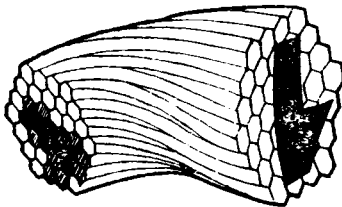
толали оптика дейилади. Баъзан бу термин билан толали оптика деталлари ва асбобларининг ўзи ҳам аталади.

Толалли оптика тўла ички қайтиш ҳодисасига асосланган. Ёруғлик атрофи кам синдириш кўрсаткичига эга бўлган модда билан ўралган шаффоф тола ичига киргач, кўп марта қайтади ва мазкур тола бўйича тарқалади (26.29-расм). Тўла ички қайтиш вақтида қайтиш коэффицентини нисбатан катта (0,9999 тартибда) бўлгани учун энергиянинг йўқотилиш сабабини, асосан, ёруғликни толанинг ички моддаси ютиши деб билиш мумкин. Масалан, спектрнинг кўриниш соҳасида узунлиги 1 м бўлган толада 30—70% энергия йўқолади.

Катта ёруғлик оқимларини узатиш ва ёруғлик ўтказгич системасининг эгилувчанлигини сақлаш учун айрим толалардан дасталар (жгутлар) — ёруғлик йўллагичлар (световодлар) тўпланлади. 26.30-расмда ёруғлик йўллагич схематик равишда кўрсатилган, толалар хаотик жойлашгани учун 1 рақамининг тасвири бузилган.

Ёруғлик йўллагичлардан тиббиётда икки масалани ҳал қилиш учун фойдаланилади: ёруғлик энергиясини — ички бўшлиқларни асосан совуқ ёруғлик билан ёритиш учун узатиш ва тасвири узатиш. Биринчи ҳол учун ёруғлик йўллагичдаги айрим толаларнинг жойланиш вазиятлари аҳамиятга эга эмас, иккинчи ҳол учун ёруғлик йўллагич толаларининг кириш ва чиқишидаги вазиятлари бир хилда бўлишининг аҳамияти катта.

Мавжуд тиббиёт аппаратларини такомиллаштиришда толали оптиканинг тасвири кўрсатувчи яққол мисол-ички бўшлиқларни (ошқозон, тўғри ичак ва б.) кўриш учун ишлатиладиган махсус асбоб-эндоскопдир. Эндоскоп икки асосий қисмдан: ёруғлик манбаи ва кўриш қисмидан иборат. Толалли оптикадан фойдаланиш натижасида қуйидаги имкониятлар туғилади: биринчидан, лампа ёруғлигини ёруғлик йўлловчи ёрдамда орган ичига юбориш, аввалги конструкциядаги эндоскопларда ёруғлик манбаи бевосита



26.30-расм.

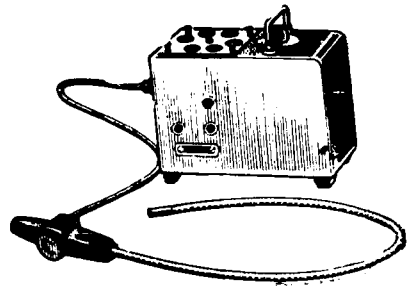
бўшлиқ ичига киритилиб, орган ичида нохуш қизишларни вужудга келтирар эди, ана шу ҳол йўқотилди; иккинчидан, энг асосийси толали оптика системаларининг эгилувчанлиги қаттиқ эндоскоплардагидан кўра бўшлиқнинг кўпроқ қисмини кўриш имконини беради.

26.31-расмда толали гастроскоп кўрсатилган. Унинг ёрдамда ошқозон

га эга бўлган ёруғлик ўтказгичлар деб аталувчи толали оптика деталлари қўшилди.

Оптиканинг ёруғлик ва тасвири ёруғлик ўтказгичлар бўйича узатишни кўриб чиқувчи бўлимига

ичини визуал кўришдан ташқари, диагностика мақсадлари учун керак бўладиган суратларни ҳам олиш мумкин. Тиббиётнинг ана шу талаблари толали оптиканинг ривож топишига сабаб бўлди. Ёруғлик йўллагичлар ёрдамида ички аъзоларда шишларни даволаш мақсадларида лазер нурланишларини юбориш мўлжалланмоқда.



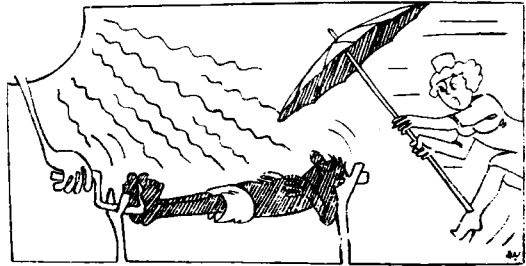
26.31-расм.

Пировардида одам кўзининг тўр пардаси тахминан $130 \cdot 10^6$

толадан иборат аъло ташкил қилинган толали оптика системаси эканлигини таъкидлаб ўтамиз. Эҳтимол, бу ҳозирги вақтда мавжуд толали оптика системаларидан энг мураккабидир.

Йигирма еттинчи боб

Жисмларнинг иссиқлик нурланиши



Модданинг электромагнит тўлқинлар нурлаши атом ва молекулалар ичидаги жараёнлар туфайли вужудга келади. Энергия манбаи, демак, ёруғланиш тури ҳам ҳар хил бўлиши мумкин: телевизор экрани, кундузги ёруғлик лампаси, чўгланма лампа, чириётган дарахт, ялтироқ қурт ва ҳоказо.

Одам кўзига кўринадиган ва кўринмайдиган кўп хилли электромагнит тўлқинлардан, барча жисмларга тааллуқли бўлган биттасини ажратиш мумкин. Бу исптилган жисмларнинг нурланиши ёки иссиқлик нурланишидир. У абсолют нольдан юқори бўлган ҳар қандай температурада вужудга келади, шунинг учун уни барча жисмлар чиқаради. Жисмнинг температурасига боғлиқ бўлган ҳолда, нурланишнинг интенсивлиги ва спектрал таркиби ўзгаради, шунинг учун иссиқлик нурланишини кўз ҳамisha ёруғланиш каби қабул қилавермайди.

27.1-§. ИССИҚЛИК НУРЛАНИШИНИНГ ХАРАКТЕРИСТИКАЛАРИ. ҚОРА ЖИСМ

Ёруғлик тебранишлари давридан анча каттароқ бўлган вақт давомидаги нурланишнинг ўртача қуввати *нурланиш оқими* Φ деб қабул қилинади. СИ системасида у *ваттларда* ($Вт$) ўлчанади. 1 м^2 сиртдан чиқаётган нурланиш оқимиغا энергетик ёритувчанлик R дейилади. Унинг СИ системасидаги ўлчов бирлиги — квадрат метрига Ватт (1 Вт/м^2). Исиятилган жисм турли узунликдаги электромагнит тўлқинларни нурлайди. λ дан $\lambda + d\lambda$ гача бўлган тўлқин узунликларининг кичик бир интервалини ажратамиз. Бу интервалга мос энергетик ёритувчанлик интервал кенглигига пропорционалдир:

$$dR_\lambda = r_\lambda d\lambda, \quad (27.1)$$

бу ерда r_λ — жисм энергетик ёритувчанлигининг спектрал зичлиги бўлиб, у спектрининг тор участкаси энергетик ёритилганлиги билан шу участка кенглигивнинг нисбатига тенг (Вт/м^3).

Энергетик ёритувчанлик спектрал зичлигининг тўлқин узунлиги билан боғланишига жисмнинг *нурланиш спектри* дейилади.

(27.1) ни интеграллаб, жисмнинг энергетик ёритувчанлигининг ифодасини оламиз:

$$R_e = \int_0^\infty r_\lambda d\lambda. \quad (27.2)$$

(Бўлиши мумкин бўлган барча иссиқлик нурланишларини ҳисобга олиш учун интеграллаш чегаралари ошириб олинган).

Жисмнинг нурланиш энергиясини ютиш қобилияти ютиш коэффициенти билан характерланиб, у берилган жисм ютган нурланиш оқимининг унга тушган нурланиш оқимига нисбатига тенг:

$$\alpha = \Phi_{\text{ют}} / \Phi_{\text{туш}}. \quad (27.3)$$

Ютилма коэффициенти тўлқин узунлигига боғлиқ бўлгани учун (27.3) монохроматик нурланиш оқимлари учун ёзилди, бу ҳолда мазкур нисбат монохроматик ютилиш коэффициентини билдиради:

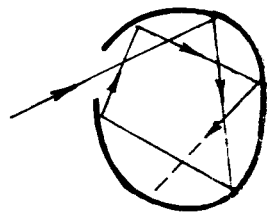
$$\alpha_\lambda = \Phi_{\text{ют}}(\lambda) / \Phi_{\text{туш}}(\lambda).$$

(27.3) дан ютилиш коэффициентларининг қийматлари 0 дан 1 гача бўлиши мумкинлиги келиб чиқади. Айниқса, қора рангдаги жисмлар: қора қоғоз, газламалар, духоба, қорақуя, платина кукуни ва шунга ўхшашлар нурланишни яхши ютади: оқ ёки кўзгу сиртли жисмлар эса ёмон ютади.

Барча частоталар учун ютилиш коэффициенти бирга тенг бўлган жисмларга *қора жисмлар* дейилади. Бундай жисм устига тушган нурларнинг ҳаммасини ютади.

Табиятда қора жисмлар йўқ, бу тушунча — физик абстракциядир. Еппқ ношаффоф бўшлиқ деворидаги кичкина тешик абсолют

қора жисм модели бўла олади (27.1-расм). Бу тешикка тушган нур, деворлардан кўп марта қайтгач, деярли тўла ютилади. Келгусида худди ана шу моделни абсолют қора жисм ўрнида қабул қиламиз.



27.1-расм.

Ютилиш коэффициенти бирдан кичик ва устига тушувчи ёруғлик тўлқинининг узунлигига боғлиқ бўлмаган жисм *кулранг жисм дейилади*.

Табиатда кулранг жисмлар йўқ, бироқ баъзи жисмлар муайян интервалдаги тўлқин узунликларини кулранг жисмлар каби нурлайди ва ютади. Масалан, инфракрасил спектр соҳасида ютилиш коэффициенти тахминан 0,9 бўлган одам танасини баъзан кулранг деб ҳисоблайдилар.

27.2-§. КИРХГОФ ҚОНУНИ

Энергетик ёритувчанликнинг спектрал зичлиги билан жисмларнинг монохроматик ютилиши коэффициенти орасида муайян боғланиш мавжудлигини қуйидаги мисолда тушунтириш мумкин.

Епиқ адиабат қобиқ ичида температуралари бир хил бўлган иккита ҳар хил жисм термодинамик мувозанатда турбди. Жисмлар ҳолати ўзгармас бўлгани учун уларнинг ҳар бири бир хил миқдорда энергия нурлайди ва ютади. Ҳар бир жисм нурланишининг спектри унинг ютган электромагнит тўлқинларининг спектрига тўғри келиши керак, акс ҳолда термодинамик мувозанат бузилган бўлар эди. Бу, жисмлардан бири қандайдир тўлқинларни, масалан, қизилларини бошқасига нисбатан кўпроқ чиқарса, у ана шундай нурларни кўпроқ ютиши кераклигини аниқлатади.

Нурланиш билан ютилш орасидаги миқдорий боғланишни 1859 йилда Г. Кирхгоф аниқлаган эди:

бир хил температурада энергетик ёритувчанлик спектрал зичлигининг монохроматик ютилиш коэффициентига нисбати ис-талган жисмлар учун, шулар қаторида абсолют қора жисм учун ҳам бир хилдир (*Кирхгоф қонуни*) яъни:

$$\left(\frac{r_\lambda}{a_\lambda}\right)_1 = \left(\frac{r_\lambda}{a_\lambda}\right)_2 = \dots = \frac{\varepsilon_\lambda}{1}, \quad (27.4)$$

бу ерда ε_λ — абсолют қора жисм энергетик ёритувчанлигининг спектрал зичлиги (қавслар ёнидаги индекслар: 1, 2 ва ҳақазо жисмларни белгилайди). Кирхгоф қонуни қуйидаги шаклда ҳам ёзилиши мумкин:

$$r_\lambda / a_\lambda = \varepsilon_\lambda. \quad (27.5)$$

Исталган жисм энергетик ёритувчанлик спектрал зичлигининг унинг мос монохроматик ютиш коэффициентига нисбати шу темпе-

ратурадаги абсолют қора жисм энергетик ёритувчанлиги спектрал зичлигига тенг: (27.5) дан яна бир ифода топамиз.

$$r_{\lambda} = \alpha_{\lambda} \varepsilon_{\lambda}. \quad (27.6)$$

$\alpha_{\lambda} < 1$ бўлгани учун, (27.6) дан келиб чиқишича исталган жисм энергетик ёритувчанлигининг спектрал зичлиги шу температурада абсолют қора жисм энергетик ёритувчанлигининг спектрал зичлигидан кичикдир. Абсолют қора жисм бошқа бир хил шароитларда иссиқлик нурланишининг энг интенсив манбаи бўлади.

(27.6) дан кўринишича, агар жисм бирор нурларни ютмаса ($\alpha_{\lambda} = 0$), у уларни чиқармайди ҳам ($r_{\lambda} = 0$).

Кирхгофнинг (27.6) қонунидан фойдаланиб ва экспериментдан абсолют қора жисм спектри $\varepsilon_{\lambda} = f(\lambda)$ эканини ҳамда жисм монохроматик ютилиш коэффициентининг тўлқин узунлиги билан боғланиши $\alpha_{\lambda} = f(\lambda)$ эканини билиб, жисмнинг нурланиш спектри $r_{\lambda} = f(\lambda)$ ни топиш мумкин.

27.3-§. АБСОЛЮТ ҚОРА ЖИСМНИНГ НУРЛАНИШ ҚОНУНЛАРИ

Абсолют қора жисмнинг нурланиши туташ спектрга эга. Ҳар хил температуралар учун нурланиш спектрларининг графиклари 27.2-расмда келтирилган. Бу экспериментал эгри чизиқлардан қатор хулосалар чиқариш мумкин.

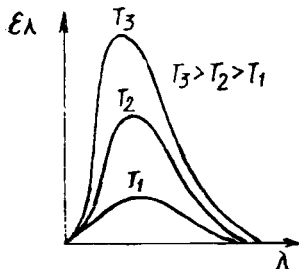
Энергетик ёритувчанлик спектрал зичлигининг максимуми мавжуд бўлиб, температуранинг ортиши билан у қисқа тўлқинлар томон силжийди.

(27.2) га асосан қора жисмнинг энергетик ёритувчанлиги R_e ни эгри чизиқ ва абсциссалар ўқи билан чегараланган юза сифатида топиш мумкин ёки

$$R_e = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda} d\lambda. \quad (27.7)$$

Энергетик ёритувчанлик қора жисм исгани сари ортиб бориши 27.2-расмдан кўришиб турибди.

Абсолют қора жисм энергетик ёритувчанлигининг спектрал зичлигини — тўлқин узунлиги ва температурага боғланишини эксперимент қийматига мос келувчи назария узоқ топилмади. Буни 1900 йили Планк бажарди.



27.2-расм.

Классик физикада жисмнинг нур чиқариши ва ютиши узлуксиз жараён деб қаралар эди. Планк ана шу асосий фикрлар ҳақиқий боғланишни топишга имкон бермайди, деган хулосага келди. У абсолют қора жисм энергияни узлуксиз эмас, балки дискрет (узлукли) порцияларда — квантларда нурлатади ва ютади, деган фаразни баён этди. Нурланувчи жисмни

энергияси фақат $h\nu$ га қаррали катталikka ўзгариши мумкин бўлган осцилляторлар* тўплами деб тасаввур этиб, Планк қуйидаги формулани келтириб чиқарди:

$$\epsilon_{\lambda} = \frac{2\pi hc^3}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/(kT\lambda)} - 1}, \quad \text{ёки } \epsilon_{\lambda} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{hc/(k\nu)} - 1} \quad (27.8)$$

(h — Планк доимийси, c — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги, k — Больцман доимийси), бу формула 27.2-расмда тасвирланган экспериментал эгри чизиқларни жуда яхши баён этади.

(27.6) ва (27.8) га асосан кулранг жисмнинг нурланиш спектри қуйидаги боғланиш билан ифодаланиши мумкин:

$$r_{\lambda} = \alpha \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/(kT\lambda)} - 1}, \quad (27.9)$$

бу ерда α — кулранг жисмнинг ютилиш коэффициенти.

(27.8) формуладан Планкнинг асос солувчи ишларидан илгарироқ аниқланган қонунларни олиш мумкин. (27.8) ни назарда тутиб, (27.7) формула бўйича абсолют қора жисмнинг энергетик ёритувчанлигини ҳисоблаймиз:

$$R_e = 2\pi hc^2 \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda^5 [e^{hc/(kT\lambda)} - 1]}.$$

Ўзгарувчиларни алмаштириб: $hc/(kT\lambda) = x$, ушбуни ёзамиз.

$$R_e = - \frac{2\pi k^4}{h^3 c^2} T^4 \int_{\infty}^0 \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{2\pi k^4}{h^3 c^2} T^4 \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}.$$

Исбот қилмасдан $\int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^4}{15}$ эканини кўрсатамиз. (27.9-а) да

доимийлардан иборат кўпайтирувчини σ билан белгилаб.

$$\sigma = \frac{2\pi^5 R^4}{15 h^3 c^2} \approx 5,6696 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{К}^4) \quad (27.10)$$

ни топамиз. Энг охирида

$$R_e = \sigma T^4. \quad (27.11)$$

га эга бўламиз.

Бу *Стефан—Больцман қонунидир*: абсолют қора жисмнинг энергетик ёритувчанлиги унинг абсолют температурасининг тўртинчи даражасига пропорционалдир. σ катталик *Стефан—Больцман доимийси* дейилади.

* Осциллятор — тебраниб турувчи исталган физик система.

Кулранг жисмлар учун [(27.2) ва (27.9) га қаранг]

$$R_e = \int_0^{\infty} \alpha \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{d\lambda}{e^{hc/(kT\lambda)} - 1} = \alpha \sigma T^4. \quad (27.12)$$

Стефан—Больцман қонунини сифат жиҳатдан турли жисмларда намоёиш қилиш мумкин (печъ, электроплитка, металл ғўла ва ҳоказо); улар исигани сарп яна ҳам кўпроқ интенсивликдаги нурланиш сезилиб боради.

(27.8) шаклида ёзилган ел функция

$$d\varepsilon/d\lambda = 0. \quad (27.13)$$

шарт бажарилганда экстремумга эга. Бундан *Виннинг силжиш қонунини топамиз:*

$$\lambda_{\max} = b/T \quad (27.14)$$

бу ерда λ_{\max} — абсолют қора жисм энергетик ёритувчанлиги спектрал зичлигининг максимуми тўғри келадиган тўлқин узунлиги, $b = 0,28978 \cdot 10^{-2}$ м. K — Вин доимийси. Бу қонун кулранг жисмлар учун ҳам бажарилади.

Вин қонуни оддий кузатишларда намоён бўлиши маълум. Уй ҳароратида жисмларнинг иссиқлик нурланиши асосан инфракизил соҳага тўғри келади, уни одам кўзи сезмайди. Агар ҳарорат кўтарилса, жисм тўқ-қизил ёруғлик билан ёруғлана бошлайди, ҳарорат жуда юқори бўлганда эса — ҳаворанг тусли оқ ёруғлик билан ёруғланади, жисмнинг иситилганлигини сезиш кучайиб боради.

Стефан—Больцман ва Вин қонунлари жисмлар нурланишини ўлчаш билан уларнинг ҳароратини аниқлашга имкон беради (*оптик пирометрия*).

27.4-§ ҚУЁШ НУРЛАНИШИ. ДАВОЛАШ МАҚСАДЛАРИДА ИШЛАТИЛУВЧИ ИССИҚЛИК НУРЛАНИШИ МАНБАЛАРИ

Ер юзида ҳаётни таъминловчи энг кучли иссиқлик нурланиш манбаи Қуёшдир.

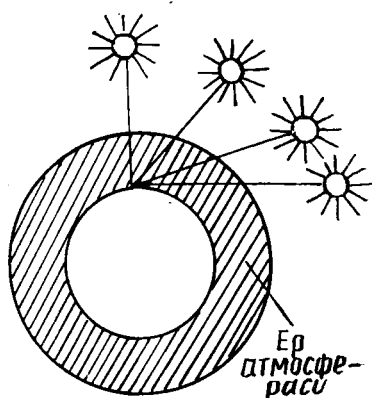
Ер атмосфераси чегарасидаги 1 м^2 юза бирлигига тўғри келувчи қуёш радиациясининг оқими 1350 Вт ни ташкил этади.

Бу катталиқ *Қуёш доимийси* дейилади.

Горизонтга нисбатан Қуёш турган баландликка кўра атмосферада Қуёш нурларининг юрган йўли анча катта чегараларда ўзгаради. Максимал фарқланиши 30 мартага тенг (27.3-расм; атмосфера чегараси шартли равишда кўрсатилган). Ҳатто энг қулай шароитларда ҳам Ер сиртининг 1 м^2 юзига 1120 Вт га тенг бўлган Қуёш радиацияси етиб келади. Москвада Қуёшнинг туриши энг юқори бўлган июль ойида бу қиймат фақатгина 930 Вт/м^2 га етади. Кун-

нинг бошқа вақтларида атмосферадаги йўқолишлар бундан ҳам катта бўлади.

Атмосферада радиациянинг заифлавиши унинг спектрал таркибининг ўзгариши билан бирга рўй беради. 27.4-расмда Қуёш туриши энг юқори бўлган ҳолда, нурланишининг Ер атмосфераси чегарасидаги (1 эгри чизиқ) ва Ер юзасидаги (2 эгри чизиқ) спектри кўрсатилган, 1 эгри чизиқ абсолют қора жисмининг спектрига яқин, унинг максимуми 470 Нм тўлқин узунлигига мос, бу Вин қонунига асосан Қуёш сиртидаги ҳароратни аниқлашга имкон беради — у 6100°К га тенг. 2 эгри чизиқ бир неча ютилиш чизиқларига эга, унинг максимуми 555 Нм яқинида жойлашган.



27.3-расм.

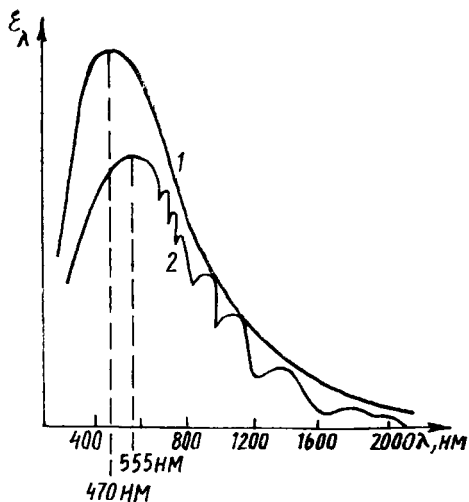
Тўғри Қуёшдан келувчи радиация интенсивлиги *актинометр* ёрдамида ўлчанади.

Унинг ишлаш принципи Қуёш радиацияси таъсирида қорайтирилган жисмлар сиртларининг исиб кетишидан фойдаланишга асосланган.

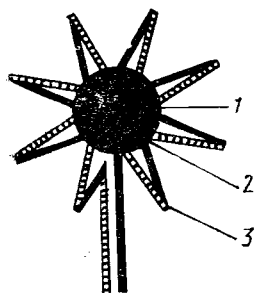
Савинов—Янишевский термоэлектрик *актинометрининг* радиацияни қабул қилувчи қисми ташқи томонидан қорайтирилган юққа кумуш 1 дискдир. Дискка электрик изоляцияланган ҳолда 2 термоэлементлар пайвандлари уланган, бошқа 3 пайвандлар актинометр корпусининг ичидаги мис ҳалқага (расмда кўрсатилмаган) уланган ва радиациядан тўсилган. Қуёш радиацияси таъсири остида термобатареяда ўлчанувчи радиациянинг оқимига пропорционал бўлган электр токи пайдо бўлади. (15.6-параграфга қаранг).

Дозаланган қуёш радиациясида Қуёш ёрдамида даволашда (гелиотерапияда), шунингдек танани чиниқтириш воситаси сифатида фойдаланилади.

Даволаш мақсадларида сунъий иссиқлик нурланиш манбаларидан фойдаланиш мумкин: чўғланма лампалар (соллюкс) ва штативга ўрнатилган махсус рефлекторларга маҳкамланувчи инфрақи-



27.4-расм.



27.5-расм.

зил нурлагичлар (инфраруж) шулар жумласидандир. Инфрақизил нурлагичлар доиравий рефлекторли электр иситгичларга ўхшатиб ясалган. Иситувчи элементининг спиралли ток билан $400-500^{\circ}$ гача қизийди.

27.5-§. ОРГАНИЗМНИНГ ИССИҚЛИК БЕРИШИ. ТЕРМОГРАФИЯ ҲАҚИДА ТУШУНЧА

Одам ва бошқа иссиқ қонли ҳайвонларнинг танаси, асосан организм билан атрофдаги муҳитнинг иссиқлик алмашинуви натижасида бўладиган терморегуляция туфайли, ҳароратни сақлайди. Атрофдаги муҳитнинг ҳарорати одам танаси ҳароратидан кам деб фараз қилиб, ана шундай иссиқлик алмашинувининг баъзи хусусиятларини кўриб чиқамиз.

Иссиқлик алмашиш иссиқлик ўтказувчанлик, конвекция, буғланиш ва нур чиқариш (ютиш) воситасида рўй беради.

Берилаётган иссиқлик миқдорининг юқорида саналган жараёнлар ўртасида қандай тақсимланишини кўрсатиш қийин, ҳатто мумкин ҳам эмас, чунки у организмнинг ҳолати (ҳарорати, эмоционал ҳолат, ҳаракатчанлик ва ҳоказо) атроф муҳитнинг ҳолати (ҳарорат, намлик, ҳаво ҳаракати ва шунга ўхшаш), кийим (материал, форма, ранг, қалинлик) каби кўп факторларга боғлиқ.

Бироқ ўрта иқлимда яшовчи ва унча жисмоний юкланиши бўлмаган шахслар учун тақрибий ва ўртача баҳолаш мумкин.

Ҳавонинг иссиқлик ўтказувчанлиги кичик бўлгани учун иссиқликнинг бу йўл билан берилиши ҳам жуда кам. Конвекция анчагина муҳим аҳамиятга эга, у фақат одатдагидек, табиий бўлмай, мажбурий ҳам бўлиши мумкин, бунда ҳаво исиган танани совитади. Конвекцияни камайтиришда кийим катта аҳамиятга эга. Ўртача иқлим шароитида одамнинг $15-20\%$ иссиқлик бериши конвекция туфайли бўлади.

Буғланиш тери сиртидан ва ўпка орқали юз беради, бунда 30% га яқин иссиқлик йўқотилади.

Иссиқлик йўқотишнинг энг кўп қисми (50 фоизга яқини) тананинг очиқ жисмлари ва кийимдан ташқи муҳитга бўладиган нурланишга тўғри келади. Бу нурланишнинг асосий қисми тўлқин узунлиги 4 дан 50 мкм гача бўлган инфрақизил диапазонига тўғри келади.

Бу йўқотишларни ҳисоблаш учун иккита асосий фараз қиламиз.

1. Нурланувчи жисملар (киши териси, кийим газламаси) ни кулранг деб қабул қиламиз. Бу (27.12) формулани ишлатишга имкон беради.

Ютиш коэффициенти билан Стефан—Больцман доимийсининг кўпайтмасини нурланишнинг келтирилган коэффициенти деб атаёмиз:

$\delta = \alpha \delta$. У ҳолда (27.12) қуйидагича қайта ёзилади:

$$R_e = \delta T^4. \quad (27.15)$$

Баъзи jismlar uchun ютилиш коэффициентини ва нурланишнинг келтирилган коэффициентини қуйидаги жадвалда берилган (27-жадвал).

27-жадвал

	α	$\delta, 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$
Ип газлама	0,73	4,2
Жун, ипак	0,76	4,3
Одам териси	0,90	5,1

2. Стефан—Больцман қонунини номувозанат нурланишга татиқ этиамиз, жумладан, одам танасининг нурланиши ана шундай нурланишга киради.

Агар танаси сиртининг ҳарорати T_1 бўлган яланғоч одам, ҳарорати T_0 бўлган хонада турган бўлса, у ҳолда унинг нурланиши орқали йўқотган иссиқлигини қуйидагича ҳисоблаш мумкин. (27.15) формулага мувофиқ одам танасининг юзи S га тенг бўлган бутун очиқ сиртидан $P_1 = S\delta T^4$ қувватни нурлайди. Шу билан бирга одам уйдаги буюмлардан деворлардан, шипдан ва шунга ўхшашдан тушувчи нурланишнинг бир қисмини ютади. Агар одам танасининг сирти уй ичидаги ҳавонинг температурасидек бўлса, нурланувчи ва ютилувчи қувватлар ўзаро тенг ва $P_0 = S\delta T_0^4$ бўлур эди. Тана сиртининг ҳарорати бошқача бўлганда ҳам одам танаси худди шундай қаватни ютади. Кейинги икки тенгликка асосан одамнинг атрофдаги муҳит билан ўзаро таъсирланиши туфайли нурланиш орқали йўқотадиган қувватини тонамиз:

$$P = P_1 - P_0 = S\delta(T_1^4 - T_0^4).$$

Кийинган одам учун T_1 деганда кийим сиртининг ҳарорати тушунилади. Кийимнинг аҳамиятини тушунтирувчи миқдорий мисол келтирамиз.

Атроф муҳитнинг ҳарорати 18°C (291 K) бўлганда териси сиртининг ҳарорати тахминан 33°C (306 K) бўлган яланғоч одам нурланиш йўли билан $1,5 \text{ м}^2$ юзадан ҳар секундда қуйидагича энергия йўқотади;

$$P = 1,5 \cdot 5,1 \cdot 10^{-8} (306^4 - 291^4) \text{ Ж/с} \approx 122 \text{ Ж/с}.$$

Атрофдаги муҳитнинг худди шундай ҳароратида сиртқи ҳарорати 24°C ($\text{ёки } 297 \text{ K}$) бўлган ип газлама кийимдаги шу одамнинг ҳар секундда нурланиш орқали йўқотган энергияси қуйидагига тенг:

$$P_k = 1,5 \cdot 4,2 \cdot 10^{-8} (297^4 - 291^4) \text{ Ж/с} \approx 37 \text{ Ж/с}.$$

Одам танаси энергетик ёритувчанлик спектрал зичлигининг максимуми Вин қонунига мувофиқ тери сиртининг ҳарорати 32°C да тахминан $9,5$ мкм тўлқин узунликка тўғри келади.

Энергетик ёритувчанликнинг ҳароратга кучли боғланганлиги (термодинамик ҳароратнинг тўртинчи даражаси) натпжаспда сирт ҳароратининг ҳатто салгина кўтарплиши нурланиш қувватининг шундай ўзгаришини юзага келтириши мумкинки, уни асбоблар билан қайд қилиш имконияти туғилади. Буни миқдорий жиҳатдан тушунтирамиз.

(27.15) тенгламани дифференциаллаймиз: $dRe = 4\sigma T^3 dt$. Бу пфодани (27.15) га бўлиб, $dRe/R = 4dT/T$ ни оламиз. Бу энергетик ёритувчанликнинг нисбий ўзгариши нурланувчи сирт ҳароратининг нисбий ўзгаришидан тўрт марта катта эканини билдиради. Агар одам танаси сиртининг ҳарорати 3°C , яъни тахминан 1% ўзгарса, энергетик ёритувчанлик 4% ўзгаради.

Соғлом кишиларда тана сиртининг турли нуқталарда ҳароратнинг тақсимланиши етарлича ўзига хосдир. Бироқ яллиғланиш жараёнлари, ўсмалар (шишлар) ўша жойлардаги ҳароратни ўзгартириши мумкин.

Веналар ҳарорати қон айланиш ҳолатига, шунингдек оёқ-қўлларнинг совиш ёки исishiга боғлиқ. Шундай қилиб, одам танаси сиртидаги ҳар хил қисмларнинг нурланишини қайд қилиш ва уларнинг ҳароратини аниқлаш диагностика усулидир. *Термография* деб аталувчи бундай усул клиника амалиётида тобора кенг равишда қўлланилмоқда.

Термография мутлақо зарарсиз ва келажакда аҳолини оммавий профилактика текшириш усули бўлиб қолиши мумкин.

Термографияда тана сирти ҳароратидаги фарқни аниқлаш асосан икки усул билан амалга оширилади. Биринчи ҳолда, оптик хоссалари ҳароратнинг кичик ўзгаришларга жуда сезгир бўлган суюқ кристаллик индикаторлардан фойдаланилади. Бу индикаторларни беморнинг танасига жойлаштириб, рангининг ўзгаришига қараб, кузатиш билан жойдаги ҳарорат фарқини аниқлаш мумкин. Иккинчи усул техник усул бўлиб, у тепловизорлардан фойдаланишга асосланган (27.8-§ га қаранг).

27.6-§. ИНФРАҚИЗИЛ НУРЛАНИШ ВА УНИНГ ТИББИЁТДА ҚўЛЛАНИЛИШИ

Кўринувчи ёруғликнинг қизил чегараси ($\lambda = 0,76$ мкм) дан қисқа тўлқинли радионурланишгача [$\lambda = (1 - 2)\text{ м}$] бўлган спектрал соҳани эгалловчи электромагнит нурланишга *инфрақизил* (ИҚ) нурланиш дейилади.

Спектрнинг инфрақизил соҳаси шартли равишда яқин ($0,76 - 2,5$ мкм), ўрта ($2,50 - 50$ мкм) ва узоқ ($50 - 2000$ мкм) инфрақизил соҳаларга бўлинади.

Испитилган қаттиқ ва суюқ жисмлар узлуксиз инфрақизил спектр чиқаради. Агар Вин қонунидаги λ_m ўрнига ИҚ — нурланишнинг чегаралари қўйилса, у ҳолда мос $3800 - 1,5$ К ҳароратни

оламиз. Бу эса оддий шароитларда барча суяқ ва қаттиқ жисмлар амалда ИҚ-нурланиш манбаларига бўлмай, балки спектрнинг ИҚ-соҳасида максимал нурланишга ҳам эга бўлади, демакдир. Реал жисмларнинг кулранглилардан фарқланиши хулосанинг моҳиятини ўзгартирмайди.

Ҳарорат юқори бўлмаганда жисмларнинг энергетик ёритувчанликлари кичикдир.

Шунинг учун ИҚ-нурланиш манбалари сифатида ҳали барча жисмлардан фойдаланиб бўлмайди. Шу муносабат билан ИҚ-нурланишнинг иссиқлик манбалари билан бир қаторда яна туташ спектр бермайдиган юқори босимли симоб лампаларидан ва лазерлардан фойдаланадилар. ИҚ-нурланишнинг энг қудратли манбаи қуёшдир. Унинг 50% га яқин нурланиши спектрнинг ИҚ соҳасида ётади.

ИҚ-нурланишни пайқаш ва ўлчаш усуллари асосан икки гурпуга бўлинади: иссиқлик ва фотозлектрик. Иссиқлик приёмниги сифатида термоэлемент хизмат қилади, унинг иссиқ электр токини пайдо қилоди (15.6-§ га қаранг). Фотозлектрик приёмникларга фотозэлементлар, электрон-оптик ўзгарткичлар, фотоқаршиликлар киради (27.8§ га қаранг).

Махсус модда билан қопланган фотопластинкалар ва фотопленкалар ёрдамида инфракүзил нурланишни пайқаш ва қайд қилиш мумкин.

Инфракүзил нурларни даволаш ишларида қўллаш уларнинг иссиқлик таъсирига асослангандир. Кўринувчи ёруғликка яқин турган қисқа тўлқинли ИҚ-нурланиш билан энг яхши самарага эришилади. Даволаш учун махсус лампалар ишлатилади (27.4-§ га қаранг).

Инфракүзил нурлар тана ичига тахминан 20 мм чуқурликка киради, шунинг учун сиртқи қатламлар кўпроқ исийди. Терапевтик самарага худди ўшанда вужудга келган ҳарорат градиенти туфайли эришилади, мазкур градиент терморегуляция системасининг фаолиятини оширади. Нурланган жойнинг кўпроқ қон билан таъминланиши яхши даволаш натижаларига олиб келади.

27.7-§. УЛЬТРАБИНАФША НУРЛАНИШ ВА УНИНГ ТИББИЁТДА ҚЎЛЛАНИЛИШИ

Кўринувчи ёруғликнинг бинафша чегараси ($\lambda=400$ нм) билан рентген нурланишнинг учун тўлқинли ($\lambda=10$ нм) қисми орасидаги спектрал соҳани эгалловчи электромагнит нурланишга *ультрабинафша (УБ) нурланиш* дейилади.

200 нм дан кичик соҳадаги УБ нурланиш барча жисмлар, шулар қаторида юпқа ҳаво қатламлари томонидан жуда кўп миқдорда ютилади, шу сабабдан бу соҳа тиббиёт учун унча қизиқарли эмас. УБ спектрнинг қолган қисми шартли равишда қуйидаги уч соҳага бўлинади: *A* (400—315 нм), *B* (315—280 нм) ва *C* (280—200 нм).

Чўғланган қаттиқ жисмлар юқори ҳароратларда УБ нурланишнинг сезиларли қисмини нурлайди. Бироқ, энергетик ёритувчанлик

спектрал зичлигининг максимуми ҳатто энг узун тўлқин (0,4 мкм) учун ҳам Вин қонунига мувофиқ 7000 К га тўғри келади. Амалда бу кулранг жисмларнинг оддий шароитлардаги иссиқлик нурланиши, кучли УБ нурланишининг эффеќтли манба бўлиб хизмат қила олмаслигини билдиради. Иссиқлик УБ нурланишининг энг кучли манбаи Қуёш бўлиб, унинг Ер атмосфераси чегарасидаги 9% нурланиши ультрабинафша нурлардан иборатдир.

Лаборатория шароитида УБ-нурланиш манбалари сифатида газлардаги ва металл буғлардаги электр разрядларидан фойдаланилади. Бундай нурланиш энди иссиқлик нурланиш эмас ва у чизиқли спектрга эга.

УБ нурланишни ўлчаш асосан фотозэлементлар, фотокўлайтиргичлар каби фотозэлектрик приёмниклар ёрдамида бажарилади (27.8-параграфга қаранг). Люминесценцияланувчи моддалар ва фотопластинкалар УБ-ёруғлик индикаторлари бўлади.

УБ нурланиш, ультрабинафша микроскоплар (26.8-§ га қаранг) ва люминесцент микроскопларнинг ишлари, люминесцент анализ қилиш учун (29.7-§) зарур. Медицинада УБ нурланишининг энг асосий қўлланилиши, унинг фотохимиявий жараёнларда юз берувчи махсус биологик таъсирга боғлиқдир (29.9-§ га қаранг).

27.8-§. ФОТОЭЛЕКТРИК ЭФФЕКТ ВА УНИНГ БАЪЗИ БИР ҚЎЛЛАНИШЛАРИ

Ёруғликнинг модда билан ўзаро таъсирланиши ваќтида вужудга келувчи ҳодисалар группасига *фотозэлектрик эффеќт* (*фотозэффеќт*) дейилиб, у ё электронлар эмиссиясидан (*ташқи фотозэффеќт*) ёки модданинг электр ўтказувчанлигининг ўзгаришидан, ёки электр юритувчи кучнинг пайдо бўлишидан (*ички фотозэффеќт*) иборат бўлади.

Фотозэффеќтда ёруғликнинг корпускуляр хоссалари намоён бўлади. Ушбу масалани бу бобда баён этишдан маќсад, иссиқлик нурланишининг бир қатор ўлчаш усуллари мана шу ҳодисага асосланганидир.

Ташқи фотозэффеќт газлардаги айрим атомлар ва молекулаларда (фотоионизация) ва конденсацияланган муҳитларда кузатилади.

Металлдаги ташқи фотозэффеќтни уч хил жараёндан: ўтказувчанлик электрони томонидан фотоннинг ютилиши, бунинг натижасида электроннинг энергияси ортади; электроннинг жисм сиртига томон ҳаракатланиши; электроннинг металлдан чиқиб кетишидан иборат деб тасаввур қилиш мумкин. Бу жараённи энергетик жиҳатдан *Эйнштейн тенгламаси* орқали баён этиш мумкин:

$$h\nu = A + mv^2/2, \quad (27.16)$$

бу ерда $h\nu = \varepsilon$ — фотон энергияси, $mv^2/2$ — металлдан учиб чиқувчи электроннинг кинетик энергияси, A — электроннинг чиқиш иши.

Агар металлни монохроматик ёруғлик билан ёритиб, нурланиш частотаси камайтирилса (тўлқин узунлиги оширилса), унинг *қизил чегараси* деб аталувчи муайян қийматида фотозэффеќт тўхтайтирилади.

(27.16) га мувофиқ чегаравий ҳолга электрон кинетик энергиясининг нолинчи қиймати мос бўлади, у ушбу муносабатга олиб келади:

$$h\lambda_{\text{чек}} = A, \text{ ёки } \lambda_{\text{чек}} = h \cdot c / A. \quad (27.17)$$

Бу ифодалар ёрдамида A чиқиш иши аниқланади. Баъзи металлар учун фотоэффект қизил чегараси ва чиқиш ишини келтирамиз (28-жадвал).

28-жадвал

	$\lambda_{\text{чек}}, \text{ нм}$	$A, \text{ эВ}$
Кумуш	260	4,75
Рух	290	4,20
Цезий	620	2,0

Жадвалдан кўринишича, «қизил чегара» термини фотоэффект чегараси албатта қизил ранг соҳасига тўғри келади деган маънони билдирмайди.

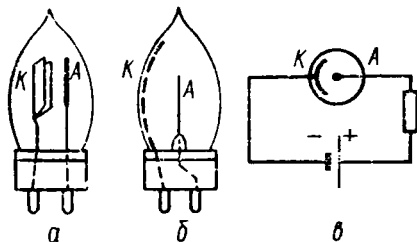
Агар ярим ўтказгичлар ва диэлектриклар ёритилганда фотон энергияси электронни валент зонадан ўтказувчанлик зонасига кўчириш учун етарли бўлса, ички фотоэффект рўй беради. Киришмали ярим ўтказгичларда ҳам электрон энергияси уни донорли киришма сатҳларидан ўтказувчанлик зонасига ёки валент зонадан акцепторли киришма сатҳларига кўчирини учун етарли бўлганда фотоэффект кузатилади. Яримўтказгичларда ва диэлектрикларда фотоэлектр ўтказувчанлик шундай вужудга келади.

Электронли ва ковакли яримўтказгичларнинг контактида ички фотоэффектнинг қизиқ хили кузатилади. Бу ҳолда ёруғлик таъсири остида электронлар ва коваклар пайдо бўлиб, улар $p - n$ ўтишнинг электр майдони томонидан ажратилади: электронлар n хил ярим ўтказгичга коваклар эса p хил ярим ўтказгичга кўчади. Бу вақтда, ковакли ва электронли яримўтказгичлар орасидаги контакт потенциаллар айирмаси, мувозанат ҳолдагига нисбатан ўзгаради, яъни фотоэлектр юритувчи куч ҳосил бўлади. Ички фотоэффектнинг бундай шаклига *Вентиль фотоэффект* дейилади.

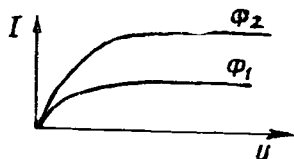
Ундан электромагнит нурланиш энергиясини бевосита электр токи энергиясига айлантиришда фойдаланиш мумкин.

Ишлаш принциплари фотоэффектга асосланган электровакуум ёки ярим ўтказгичли асбобларга *фотоэлектрон асбоблар* дейилади. Улардан баъзиларининг тузилишини кўриб чиқамиз.

Фотоэлектрон асбоблардан энг кўп тарқалгани фотоэлементдир. Ташқи фотоэффектга асосланган фотоэлемент (27.6-а расм) электронлар манбаи бўлган фотокатод K дан ва анод A дан иборат. Бутун система ичидан ҳавоси сўриб олинган шиша баллон ичига жойланган. Фотосезгир қатламдан иборат бўлган фотокатод — баллон ички сиртининг бирор қисмига сурқалган бўлиши мумкин (27.6-б расм) фотокатоднинг занжирга уланиш схемаси 27.6-в расмда берилган.



27.6-расм.



27.7-расм.

Вакуумли фотоэлементлар учун тўйиниш режими иш режими, бу режимга ёруғлик оқимининг турли қийматларида олинган вольт-ампер харақтеристикасининг горизонтал участкаси тўғри келади (27.7-расм; $\Phi_2 > \Phi_1$).

Фотоэлементнинг асосий параметри — унинг сезгирлигидир, сезгирлик фототок кучининг мос ёруғлик оқимига нисбати билан ифодаланади. Вакуумли фотоэлементларда бу катталиқ 100 мкА/лм қийматга етади.

Фототок кучини ошириш учун газ тўлдирилган фотоэлементлар ҳам ишлатилади (бундай элементлар ичидаги инерт газда мустақил бўлмаган қоронғи разряд пайдо бўлади) ва иккиламчи электрон эмиссияси — металл сиртини бирламчи электронлар дастаси билан бомбардимон қилиш натижасида чиқувчи электронлар ишлатилади. Бу эса фотоэлектрон кўпайтиргичларда (ФЭК) ишлатилади.

ФЭК схемаси 27.8-расмда келтирилган. Фотокатод К га тушувчи фотолар, биринчи электрод Φ_1 (динод) да фокусланувчи электронларни эмиссиялайди. Иккиламчи электрон эмиссияси натижасида, бу диноддан унга тушувчи электронлардан кўра кўпроқ электронлар учиб чиқади, яъни электронлар кўпайгандек бўлади. Кейинги динодларда яна кўпайиб бориб, пировардда электронлар фототокка нисбатан юз минг марта кучайган ток ҳосил қилади.

ФЭК асосан кичик нур оқимларини ўлчаш учун ишлатилади, жумладан, улар ўта заиф биоломинесценцияни қайд этади, бу баъзи биофизик тадқиқотлар учун муҳимдир.

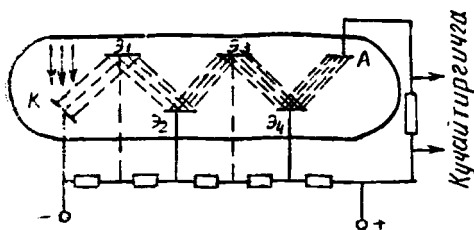
Электрон-оптик ўзгартгичнинг (ЭОЎ) ишлаш принципи ташқи фотоэффектга асосланган, у тасирни спектрнинг бир соҳасидан иккинчи соҳасига ўзгартириш учун, шунингдек, тасвир равшанлигини кучайтириш учун ишлатилади.

ЭОЎ нинг энг содда схемаси 27.9-расмда келтирилган. Яримшаффоф К фотокатодга проекцияланган 1 объектнинг ёруғлик тасвири 2 электрон тасвирга айланттирилади, Э электронларнинг майдони томонидан тезлаштирилган ва фокусланган электронлар люминесцент L экранга тушади. Бу ерда электрон тасвир катод люминесценция туфайли қайтадан ёруғлик тасвир 3 га айланади.

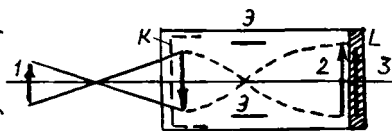
Тиббиётда ЭОЎ рентген тасвир равшанлигини кучайтириш учун ишлатилади (31.4-§ га қаранг), бу одамнинг нурланиш дозасини анча камайтиришга имкон беради.

Агар ЭОЎ дан сигнал ёйилган кўринишда телевизион системага узатилса, у ҳолда телевизор экранда буюмларнинг «иссиқлик» тасвирини олиш мумкин. Ҳар хил температурага эга бўлган тананинг қисмлари экранда, рангли тасвирда — ранги билан ёки оққора тасвирда ёруғлиги билан фарқланади. Телевизор деб аталувчи бундай система термографияда ишлатилади (27.4-§ га қаранг). 27.10-расмда тепловизор ТВ-03 нинг ташқи кўриниши берилган.

Вентилли фотоэлементлар вакуумли фотоэлементлардан афзалликка эга, чунки ток манбасиз ишлайди. Бундай элементларнинг биттаси-мис (1)-оксидлиси 27-11-расмдаги схемада кўрсатилган. Электродлардан бирининг вазифасини ўтовчи мис пластинка, мис (1)-оксид Cu_2O нинг юққа қатлам билан қопланади (яримўтказгич). Мис (1)-оксид устига металлниң (маса-



27.8-расм.



27.9-расм.

лав, олтин Au нинг) шаффоф қатлами суртилади, у иккинчи электрод хизматини бажаради. Агар фотоэлемент иккинчи электрод орқали ёритилса, у ҳолда электродлар орасида фото-Э.Ю.К. пайдо бўлади, электродлар уланганда эса занжирда ёруғлик оқимига боғлиқ бўлган ток ўтади.

Вентил фотоэлементларнинг сезирлиги ҳар люменга бир неча минг микроамперга етади.

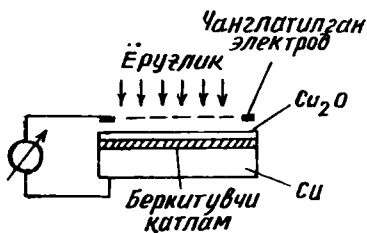
Қуёш нурлари учун Ф.Т.К. (фойдали таъсир коэффициент) 15% га тенг бўлган жуда самарали асосида космик кемалар ва йўлдошлар бортларидаги аппаратларни таъминлаш учун махсус Қуёш батареялари барпо этилди.

Фототок кучининг ёритилганликка (ёруғлик оқимига) боғлиқ бўлиши фотоэлементлардан люксметрлар сифатида фойдаланишга имкон беради, бу санитария-гигиена амалиётида ва фотосуратга олиш вақтида экспозицияни аниқлашда (экспонетрларда) қўлланилади.

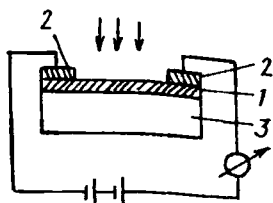
Баъзи винтилли фотоэлементлари (таллий сульфатли, германийли ва бошқа) инфрақизил нурланишга сезгир бўлади, уларни исиган кўринмовчи жисмларни топиш учун, яъни кўриш имкониятини кенгайтириш мақсадлари-



27.10-расм.



27.11-расм.



27.12-расм.

да ишлатадилар. Бошқа фотоэлементлар (селенли) одам кўзиникига яқин бўлган спектрал сезгирликка эга бўлади, бу уларни кўз ўрнида автоматик системаларда, кўринувчан ёруғлик диапозонидида объектив приёмник сифатида ишлатиш имконини беради.

Фотоқаршилиқлар деб аталувчи асбоблар фотоўтказувчанлик ҳодисасига асосланган

Энг содда фотоқаршилиқлар (27.12-расм) юпқа яримўтказгич 1-қатламдан, 2 — металл электродлардан иборат бўлади; 3 — изолятор. Фотоэлементлардек, фотоқаршилиқлар ҳам ёруғликнинг баъзи характеристикаларини аниқлашга имкон беради ва автоматик системаларда ҳамда ўлчаш асбобларида қўлланилади.

27.9-§. ЁРУҒЛИК ЭТАЛОНИ. БАЪЗИ ЁРУҒЛИК КАТТАЛИҚЛАРИ

Жисмларнинг иссиқлик нурланишидан кўринувчи ёруғлик манбаи сифатида кенг фойдаланилади, шунинг учун уни характерловчи баъзи катталиқлар устида тўхтаб ўтамиз.

Эришилиши мумкин бўлган энг юқори аниқликда ёруғлик катталиқлари бирлигини қайта тиклаш учун геометрик ўлчовлари қатъий аниқликда берилган ёруғлик эталони татбиқ қилинади.

Унинг тузилиши схематик равишда 27.13-расмда кўрсатилган: эритилган торий оксидидан ясалган 1 трубка 2 тигаль ичига ўрнатилган, у эриган торий оксидидан ва химиявий тоза платина билан тўлдирилгандир; 4 торий порошиги 5 солинган кварцдан ясалган идиш; 6 — қараш дарчаси; 7 — фотометрик қурилма бўлиб, у эталон нурлагич ва эталон копиянинг пластинка 9 да ҳосил қиладиган ёритилганликни бараварлаш учун хизмат қилади; 8 — махсус электр чўғланма лампа (эталон нусха).

Ёруғлик кучи 1-ёруғлик манбаининг характеристикаси — кандела (КД) билан ифодаланади.

Кандела — 101325 Па босимдаги платинанинг қотиш ҳароратида тенг нурлагич ҳароратида тўла нурлагич кесим юзи $1/600000 \text{ м}^2$ дан шу кесимга перпендикуляр йўналишда чиқариловчи ёруғликнинг кучидир.

Ёруғлик оқими Φ деб, ҳосил қилган ёруғлик сезгиси бўйича баҳоланувчи нурланиш энергиясининг ўртача қувватига айтилади.

Ёруғлик оқимининг ўлчов бирлиги люмен (лм) дир. Люмен деб, 1 стерadian (ср) фазовий бурчакда 1 кд ёруғлик кучи бўлган вақтда нуқтавий манбадан чиққан ёруғлик оқимига айтилади:

Ёритувчанлик деб, ёруғланувчи сиртдан чиқарилган ёруғлик оқимининг, шу сиртга бўлган нисбатига айтилади:

$$R = \Phi_{\text{нур}}/S. \quad (27.18)$$

Ёритувчанлик бирлиги — Люкс (ЛК) дир — у юзи 1 м² бўлиб, 1 мл ёруғлик оқимини нурловчи сиртнинг ёритувчанлигига тенг.

Нурланишини ёки ёруғликнинг берилган йўналишида қайтишини баҳолаш учун *равшанлик* деб аталувчи ёруғлик катталиги киритилади. Равшанлик — берилган йўналишдаги элементар сирт dS нинг ёруғлик кучи dI нинг шу йўналишга перпендикуляр бўлган текисликдаги ёруғланувчи сирт проекциясига нисбати билан аниқланади:

$$L = \frac{dI}{dS_0} = \frac{dI}{dS \cos \alpha}, \quad (27.19)$$

бу ерда α — ёруғланувчи сиртга туширилган перпендикуляр билан берилган йўналиш орасидаги бурчак (27.14-расм).

Равшанликнинг ўлчов бирлиги — *квадрат метрига кандела* (кд/м²). Юқорида таърифланган шартларга кўра ёруғлик эталони $6 \cdot 10^5$ кд/м² равшанликка мос келади.

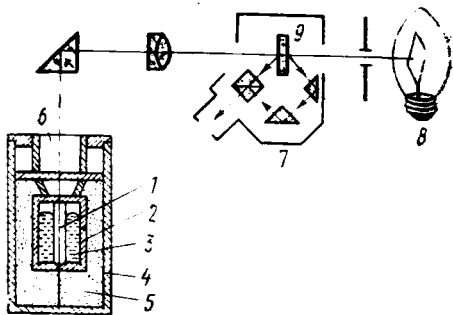
Равшанликлари барча йўналишлар бўйича бир хил бўлган манбаларга *люмбертча манбалар* дейилади; қатъий қилиб айтганда, фақат абсолют қора жисмгина бундай манба бўлади.

Берилган сиртга тушувчи оқимнинг ёритилувчи сиртнинг юзига нисбати *ёритилганлик* дейилади:

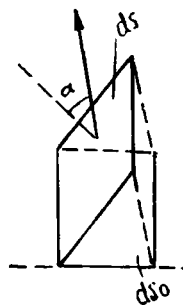
$$E = \Phi_{\text{гўш}}/S. \quad (27.20)$$

Гигиенада ёритилганликдан ёритишни баҳолаш учун фойдаланилади. Ёритилганлик люксметрларда ўлчанади, унинг ишлаш принципи фотоэффектга асосланган (27.8-§ га қаранг).

Табиий ёритишни баҳолаш ва нормалашни абсолют бирликларда эмас, балки ёритилганлик коэффициентининг нисбий кўрсаткичлари ёрдамида амалга оширилади — у бино ичида кўрилаётган нуқтадаги табиий ёруғликнинг, очиқ ҳавода, тўғри қуёш нури тушмайдиган горизонтал юзадаги ташқи ёритилганликни айна бир вақтдаги қийматининг нисбатига тенг.



27.13-расм.



27.14-расм.

Табиий ёритилганликни баҳолаш ёритилганлик ва равшанликни ўлчаш йўли билан амалга оширилади, сунъий ёритиш даражаларини нормаллаштиришни эса кўриш ишларининг характерини ҳисобга олган ҳолда ўтказилади. Ёритилганликнинг йўл қўйилиши мумкин бўлган чегаралари ҳар хил ишлар учун юздан то бир неча минг люксгача ўзгариб туради.



бўлим

АТОМЛАР ВА МОЛЕКУЛАЛАР ФИЗИКАСИ. КВАНТ БИОФИЗИКАСИ ЭЛЕМЕНТЛАРИ

Ўтган асрнинг охирларигача атом бўлинмас заррача деб ҳисобланиб келинди. Бироқ электронларнинг кашф этилиши ва уларнинг барча моддалар таркибида мавжудлиги одамларни атом жуда мураккаб тузилишга эга, деган хулосага олиб келди.

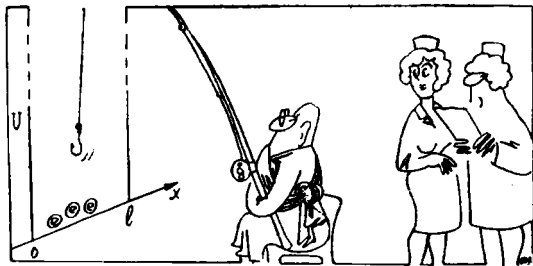
Атомнинг тузилишини тушуниш учун Резерфорднинг альфа-заррачаларнинг сочилиши бўйича ўтказган машҳур тажрибалари ҳал қилувчи аҳамиятга эга бўлди. Атом физикасининг ривожланиши учун шароитлар яратилди.

Атом физикаси — бу атомлар тузилиши ва ҳолатини ўрганадиган фандир. У ўз ичига атом назариясини, атом (оптик) спектроскопиясини, рентген спектроскопиясини, радиоспектроскопияни ва бошқа масалаларни қамраб олади.

Атом физикаси ва айниқса молекулалар физикаси масалалари химия фани ўрганадиган масалалар билан чамбарчас боғлиқ. Бу икки соҳани ажратиб турадиган аниқ бир чегара мавжуд эмас.

Шифокор одам организмда содир бўлаётган физик-химиявий жараёнларнинг табиати ҳақида тасавурларга эга бўлиши керак. Оқибат натижада бу жараёнлар молекуляр даражада «кечадилар». Шунинг учун ҳам бу ерда биологик системаларда молекулаларнинг энергетик ўзгаришлари билан боғлиқ бўлган масалалар (хемилюменесценция, фотобиологик ҳодисалар ва бошқалар) ўрганилади. Бу темалар квант механикаси каби умумий ном — «квант биофизикаси» деган атама остида бирлаштирилади. Бу курсда оқсил молекулалари, нуклеин кислоталар ва бошқа функционал макромолекулаларнинг тузилиши ҳамда физик-химиявий хоссалари (молекуляр биофизика) ўрганилмайди (истисно тариқасида 10.1-§ га қаранг).

Заррачаларнинг тўлқин хоссалари. Квант механикаси элементлари



Микрозаррачалар (элементар заррачалар, атомлар, молекулар, ядролар) ва улардан ташкил топган системаларнинг ҳаракат қонунларини баён этиш усулини ифодаловчи замонавий назария квант механикаси дейилади.

Классик физикага нисбатан квант механикаси тушунчаларининг ғайриоддийлиги оддий ва бузилмас бўлиб туюлган асосий физикавий моделларнинг сениши даврини бошлаб берди. Бу энг аввало заррача тушунчасига ва унинг ҳаракат принцип-ларига тегишлидир*.

Бу бобда квант механикаси ҳақида берилган тушунчалардан ташқари шу назарияга олиб келган ғоялар ва тажрибалар ҳақида ҳам фикр юритилади. Электронларнинг тўлқинли хоссаларига асосланган метод сифатида электрон микроскопия ҳам кўриб чиқилади.

28.1-§. ДЕ-БРОЙЛЬ ГИПОТЕЗАСИ. ЭЛЕКТРОНЛАР ВА БОШҚА ЗАРРАЧАЛАРНИНГ ДИФРАКЦИЯСИ БЎЙИЧА ТАЖРИБАЛАР

Квант механикасининг вужудга келишида микрозаррачалар тўлқин хоссаларининг очилиши муҳим босқич бўлди. Заррачаларнинг тўлқин хоссалари тўғрисидаги ғоя дастлаб гипотеза тарзида француз физиги Луи де Бройль томонидан баён этилган эди (1924).

Физикада узоқ йиллар давомида ёруғлик электромагнит тўлқиндир деган назария ҳукм суриб келди. Аммо, Планкнинг (иссиқлик нурланиши), Эйнштейннинг (фотоэффёкт) ва бошқаларнинг ишларидан сўнг ёруғликнинг корпускуляр хоссаларга эга эканлиги аён бўлиб қолди.

* Идеалистлар бу сенишни материализмнинг инқирозини сифатида тасвирлашга уриндилар.

Бу даврда (XX аср бошида) В. И. Лениннинг «Материализм ва эмпирикритицизм» китоби босилиб чиқди, унда физикада вужудга келган вазият чуқур таҳлил қилинди. Ленин ўша даврдаги «энг янги» физика натижалари ёрдамида материализмни инкор қилишга уринишларининг асоссиз эканлигини кўрсатди, материалистик дунёқараш нуқтаи назардан физик ҳодисалар билиш тараққиёти жараёнининг зарур босқичи эканлигини тушунириб, материя ҳақидаги кокрет физик бурилиш тушунчасини ўйлаб топилган «материализмнинг инқирозини» ғояси билан адаштириб юборган табиатшунос файласуфларни танқид қилди.

Баъзи физикавий ҳодисаларни тушунтириш учун ёруғликни заррачалар — фотонлар оқими деб қараш лозим. Ёруғликнинг корпускуляр хоссалари унинг тўлқин хоссаларини рад этмайди, балки тўлдиради.

Демак, фотон — тўлқин хоссаларга эга бўлган ёруғликнинг элементар заррачаларидир.

Бошқа заррачалар — электронлар, нейтронлар ҳам тўлқин хоссаларга эга деб ҳисоблаш мантиқлидир.

Фотон импульси учун

$$P = h\nu/c = h/\lambda \quad (28.1)$$

формула v тезлик билан ҳаракатланаётган m массали бошқа заррачалар учун ҳам қўлланди:

$$p = mv = h/\lambda,$$

бундан

$$\lambda = h/(mv). \quad (28.2)$$

Де Бройль ғояси бўйича заррачаларнинг ҳаракати, масалан электроннинг ҳаракати, λ тўлқин узунлиги (28.2) формула орқали аниқланувчи тўлқин жараёнга ўхшашдир. Бу тўлқинлар бе Бройль тўлқинлари дейилади.

Де Бройль гипотезаси шу қадар ғайри оддий эдики, кўпгина замондош физиклар унга ҳеч қандай аҳамият бермадилар. Бир неча йиллардан сўнг бу гипотеза тажрибада тасдиқланди: электронлар дифракцияси аниқланди.

Электр майдонда ҳаракатланаётган электроннинг тўлқини узунлиги λ билан уни тезлантирувчи электр майдон кучланиши U орасидаги боғланишни топамиз. Электрон кинетик энергиясининг ўзгариши майдон кучларининг бажарган ишига тенг:

$$\Delta E_k = A \text{ ёки } mv^2/2 = eU.$$

Бундан тезликни ифодалаб ва уни (29.2) га қўйиб,

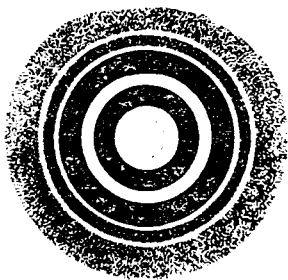
$$\lambda = h/\sqrt{2emU}. \quad (28.3)$$

га эга бўламиз.

Етарли даражада, масалан, осциллограф экранида қайд этиш мумкин бўладиган электрон дастасини олиш учун тезлантирувчи кучланиш 1 кВ тартибда бўлиши керак. Бу ҳолда (28.3) дан $\lambda = 0,4 \cdot 10^{-10}$ м ни топамиз, бу эса рентген нурланиши тўлқинининг узунлигига мос келади.

24-бобда рентген нурларининг дифракцияланиши кристалл жисмларда кузатилади дейилган эди; демак электронлар дифракцияланиши учун ҳам кристалл моддалардан фойдаланиш лозим.

К. Дэвиссон ва Л. Жермерлар биринчи бўлиб электронлар дифракциясини никель монокристаллида кузатган эдилар. Ж. Ж. Том-



28.1-расм.

сон ва ундан мустақил равишда П. С. Тартаковскийлар бу ҳодисани металл фольгада (поликристалл жисм) кузатдилар. 28.1-расмда электронларнинг поликристалл фольга билан ўзаро таъсирланишида олинган электронограмма — дифракцион манзара тасвирланган. Бу расмни 24.21-расм билан солиштириб, электронлар дифракцияси билан рентген нурлари дифракциясининг ўхшашлигини кўриш мумкин.

Дифракцияланиш қобилиятига бошқа заррачалар (зарядланган протонлар, ионлар ва бошқалар) ҳам, нейтрал заррачалар

(нейтронлар, атомлар, молекулалар) ҳам эга бўлади. Заррачалар дифракциясини рентгеноструктуравий анализ каби модда атомлари ва молекулаларининг тартибли ёки тартибсиз жойлашишларини аниқлаш ва кристалл панжараларнинг параметрларини баҳолаш учун татбиқ этиш мумкин. Ҳозирги вақтда электронография (электронлар дифракцияси) ва нейтронография (нейтронлар дифракцияси) методлари кенг тарқалган.

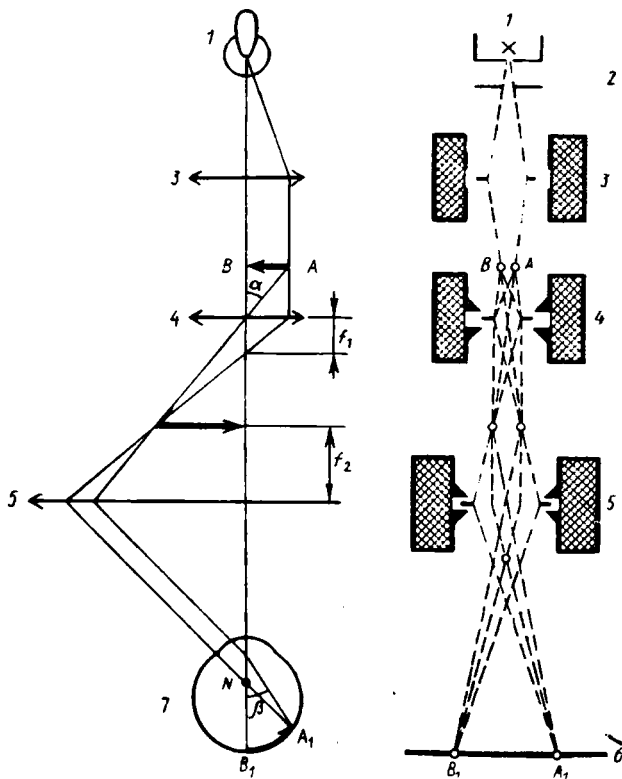
Дифракция пайтида айрим заррачалар билан нималар рўй беради, айрим заррачаларнинг максимумлари ва минимумлари қандай ҳосил бўлади, деган савол туғилиши мумкин.

Жуда кам интенсивликдаги электронлар дастасининг дифракцияси, яъни гўё айрим заррача дифракцияси бўйича қилинган тажрибалар кўрсатадики, бу вақтда электрон ҳар хил йўналишлар бўйича «сурқалиб» кетмасдан, ўзини бутун бир зарра каби тутати. Бироқ, электроннинг дифракцияланиш объекти билан ўзаро таъсирланиши натижасида айрим йўналишлар бўйича оғшининг эҳтимоллиги турлича бўлади. Ҳисоб-китобларга қараганда электронларнинг дифракция максимумларига мос келувчи жойларига тушиш эҳтимоли энг кўп бўлиб, минимум жойларига тушиши кам эҳтимолликка эгадир. Шундай қилиб, тўлқин хоссалар электронлар мажмуасигагина хос бўлиб қолмасдан, балки, ҳар бир айрим электронга ҳам хосдир.

28.2-§. ЭЛЕКТРОН МИКРОСКОП. ЭЛЕКТРОН ОПТИКА ҲАҚИДА ТУШУНЧА

Заррачаларнинг тўлқин хоссаларидан фақат дифракцион структуравий анализлардагина эмас, балки бунинг катталаштирилган тасвирларини олишда ҳам фойдаланиш мумкин.

(26.19) дан оптик микроскопнинг ажрата олиш чегараси асосан одам кўзи қабул қиладиган ёруғлик тўлқин узунлигининг чегаравий қиймати билан белгиланади. Бу формулага де Бройль тўлқини узунлигининг қийматини, яъни (28.3) ни қўйиб, электрон микроскопнинг ажрата олиш чегарасини топамиз, чунки электрон микро-



28.2-расм.

скопда буюмнинг тасвири электрон дасталари ёрдамида шаклланади:

$$z = 0,5h / [\sqrt{2emUn} \sin(u/2)] \quad (28.4)$$

Электрон микроскопнинг ажрата олиш чегараси z тезлантирувчи кучланишга боғлиқ эканлигига ишонч ҳосил қилиш мумкин ва унинг анча кичик бўлишига, ажрата олиш қобилиятининг эса оптик микроскопникидан анча катта бўлишига эришиш мумкин.

Электрон микроскоп ва унинг айрим элементлари ўз функциялари бўйича оптик микроскопникига ўхшайди, шунинг учун бу ўхшашликдан унинг тузилишини ва ишлаш принципини тушунтириш учун фойдаланамиз. Иккала микроскопнинг схемалари 28.2-расмда кўрсатилган (a — оптик микроскоп, b — электрон микроскоп).

Оптик микроскопда AB буюм тўғрисидаги информацияни ташувчи бўлиб фотон, ёруғлик ҳисобланади. Одатда ёруғлик манбаи сифатида чўгланма лампа хизмат қилади. Фотонлар оқими жисм билан ўзаро таъсирлашгандан сўнг (ютилиш, сочилиш, дифракция) ўзгаради ва предмет ҳақидаги инфор-

маданияни ўзида мужассамлантиради. Фотонлар оқими оптик қурилмалар, асосан линзалар; 3 — конденсор, 4 — объектив, 5 — окуляр ёрдамида шаклланади. A_1B_1 тасвир кўз 7 (ёки фотопластинка, фотодиоменесценцияланувчи экран ва ҳ. к.) билан қайд қилинди.

Электрон микроскопда буюм ҳақидаги информацияни ташувчи бўлиб электрон, электронлар манбаи бўлиб эса чўгланма катод хизмат қилади. Электронларни тезлаштириш ва улар дастасини ҳосил қилиш фокусловчи электрод, ҳамда анод-электрон замбарак 2 деб аталувчи система орқали амалга оширилади. Электронлар оқими буюм билан ўзаро таъсирлашиб (асосан сочилиш) ўзгаради ва буюм ҳақидаги информацияни ўзида мужассамлантиради. Электронлар оқимининг шаклланиши электр (электродлар ва конденсаторлар системаси) ва магнит (тоқли ғалтақлар системаси) майдонлари таъсир остида вужудга келади. Бу системалар ёруғлик оқимини шакллантирувчи оптик линзаларга ўхшаш электр линзалар деб аталади (3 — конденсаторли, 4 — объектив хизматини ўтувчи электронли, 5 — проекцион линзалардир). Тасвир электронларга сезгир фотопластинкада ёки катодиоменесценцияланувчи экран 6 да қайд қилинади.

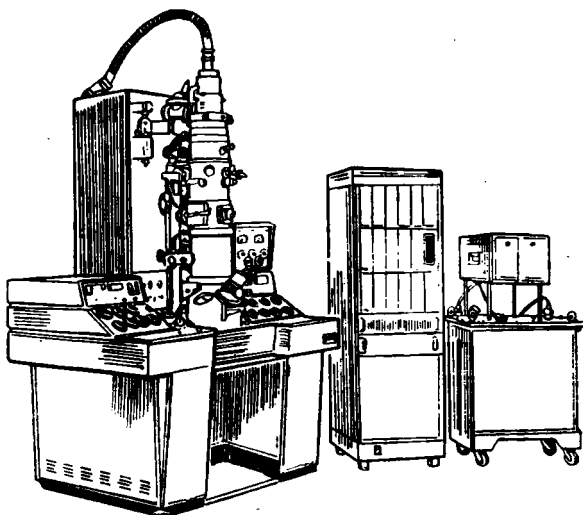
Электрон микроскопнинг ажрата олиш чегарасини баҳолаш учун (28.4) формулага 100 кВ тезлантирувчи кучланишини ва 10^{-2} рад тартибдаги опертуравий бурчакни қўямиз (электрон микроскопияда тахминан ана шундай бурчаклар қўлланилади). У ҳолда $z \approx 0,1$ нм га эга бўламиз. Амалда ҳатто энг яхши электрон микроскоплар ёрдамида 10^{-10} м тартибдаги ажрата олиш чегарасига эришни мумкин. Бу оптик микроскопларнинг ажрата олиш чегарасидан юзлаб мартага яхшидир.

100 кВ дан катта бўлган тезлаштирувчи кучланишни пшлатиш микроскопнинг ажрата олиш қобилиятини оширса ҳам, лекин бу баъзи мураккабликлар билан боғлиқ, жумладан катта тезликка эга бўлган электронлар томонидан текширилувчи объектнинг бузилиши рўй беради.

Электрон микроскоп йирик молекулаларни кўришга имкон берувчи катта ажрата олиш қобилиятига, керак бўлган пайтда тезлантирувчи кучланишни ва демак ажрата олиш чегарасини ўзгартирини имкониятига, ҳамда магнит ва электр майдонлар ёрдамида электронлар оқимини нисбатан қулай бошқара олиш афзалликларига эга.

Электрон микроскопни пшлатишнинг баъзи хусусиятларини кўрсатиб ўтамиз. Унинг электронлар учиб ўтадиган қисмларида вакуум бўлиши керак, чунки, ақс ҳолда электронлар билан ҳаво (газ) молекулаларининг тўқнашишлари тасвирнинг бузилишига олиб келади. Электрон микроскопиясига қўйиладиган бу талаб тадқиқот жараёнини мураккаблаштиради, аппаратура ҳажминини анча катталаштиради ва уни қimmatлаштиради. Вакуум биологик объектларнинг табиий хоссаларини бузади, айрим ҳолларда эса уларни емиради ёки деформациялайди.

Электрон микроскопда қараш учун жуда юпқа кесимлар яроқлидир, чунки электронлар моддалар томонидан кучли ютлади ва сочилади. Шунинг учун баъзи ҳолларда текширилувчи объект спиртининг юпқа пластмасса қатламида оптик қилиниши мақсадга мувофиқдир. Бу процедура *репликация* дейилади, спиртнинг пластмасса нусхаси эса *реплика* дейилади.

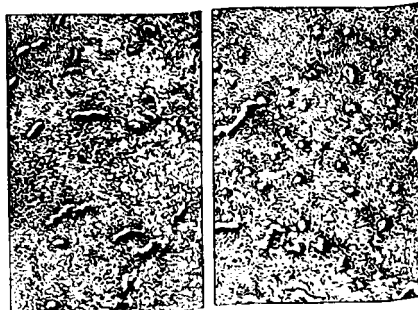


28.3-расм.

Ватанимизнинг замонавий ЭХМ-100ЛМ (28.3-расм) электрон микроскопи 600 000 қаррали максимал катталаштиришни ва $3 \cdot 10^{-10}$ м гарантияли ажрата олиш чегарасини бериш имкониятига эга. 28.4-расмда электрон микроскопда 100 000 марта катталаштириб олинган РНК молекуласининг турли ҳолатлардаги суратлари келтирилган.

Фотонларда ҳам, электронларда ҳам, шунингдек бошқа заррачаларда ҳам тўлқин ва корпускула хоссаларнинг мавжудлиги оптиканинг бир қатор қонун ва қондаларини зарядланган заррачаларнинг электр ва магнит майдонларидаги характерини изоҳлашга татбиқ этишга имкон беради.

Бу ўхшашлик физиканинг яна бир мустақил бўлими — *электрон оптикани* вужудга келтирди. Электрон оптикани электр ва магнит майдонлар билан ўзаро таъсирлашувчи зарядланган заррачалар дастасининг структурасини ўрганеди. Одатдаги оптика сингарин, электрон оптикани ҳам *геометрик* (нурли) ва *тўлқин* (физикавий) оптикаларига ажратилиш мумкин.



28.4-расм.

Геометрик электрон оптика допрасида, жумладан, зарядланган заррачаларнинг электр ва магнит майдонларидаги ҳаракати тавсифланади. Электрон микроскопда тасвир ясаш геометрик электрон оптикага асосланган. Унинг схематик тасвири 28.2 б-расмда келтирилган.

Зарядланган заррачаларнинг тўлқин хоссалари намоён бўлган ҳолларда тўлқин электрон оптикиси томонидан туриб ёндашиш аҳамиятлидир. Параграфнинг бошида келтирилган ажрата олиш қобилиятини (ажрата олиш чегарасини) топиш усули яхши намуна ҳисобланади.

28.3-§. ТЎЛҚИН ФУНКЦИЯСИ ВА УННГ ФИЗИК МАЪНОСИ

Микрозаррачаларни унинг ҳаракатига мос келувчи тўлқинли жараён билан таққослаганлари учун, квант механикасида заррачалар ҳолати, координаталар ва вақтга боғлиқ бўлган тўлқин функцияси тавсифланади: $\psi(x, y, z, t)$. Бу функция s функциясига ўхшашдир (7.8-§ га қаранг).

Агар заррачага таъсир этувчи майдон кучи стационар бўлса, яъни вақтга боғлиқ бўлмаса, у ҳолда ψ функцияни бири вақтга, бошқа бири эса координаталарга боғлиқ бўлган икки кўпайтувчининг кўпайтмаси кўринишида тасаввур этиш мумкин:

$$\psi(x, y, z, t) \approx f(t) \psi(x, y, z). \quad (28.5)$$

Қуйида фақат стационар ҳолатларни кўриб чиқамиз; функция заррачалар ҳолатининг эҳтимолий характеристикаси бўлиб ҳисобланади. Бундай тасдиқнинг маъносини тушунтирамиз.

Фазода ҳажми етарли даражада кичик бўлган шундай $dV = dx dy dz$ ҳажм ажратиб оламизки, бу ҳажм миқёсида ψ функция қийматини бир хил деб ҳисоблаш мумкин бўлсин. Бу ҳажмда заррачаларнинг бўлиш эҳтимолиги dW , ҳажмга пропорционал бўлиб, ψ функция модулининг квадратига боғлиқ:

$$dW_s = |\psi|^2 dV. \quad (28.6)$$

Бундан тўлқин функциянинг физик маъноси келиб чиқади:

$$|\psi|^2 = dW_s / dV. \quad (28.7)$$

Тўлқин функция модулининг квадрати эҳтимолий зичлигига, яъни заррачаларнинг ҳажм бирлигида бўлиш эҳтимолигининг шу ҳажмга бўлган нисбатига тенгдир.

(28.6) ифодани маълум бир V ҳажм бўйича интеграллаб, заррачанинг шу ҳажмда бўлиш эҳтимолигини топамиз:

$$W_s = \int_V |\psi|^2 dV. \quad (28.8)$$

28.4-§. НОАНИҚЛИКЛАР НИСБАТЛАРИ

Квант механикасининг энг муҳим асосларидан бири В. Гейзенберг таклиф этган ноаниқликлар нисбатлари ҳисобланади.

Заррачаларнинг ҳолати ва импульси бир вақтда ўлчансин дейлик, бунда абсцисса ўқидаги импульснинг проекциясини ва абсциссани аниқлашдаги хатоликлар мос равишда Δx ва ΔP_x га тенг бўлсин.

Классик физикада бу икки катталиқнинг ҳар бирини исталган даражадаги аниқлик билан гоҳ бир катталиқни, гоҳ иккинчисини ўлчашни ман қилувчи ҳеч бир чеклаш йўқ, яъни $\Delta x \rightarrow 0$ ва $\Delta P_x \rightarrow 0$.

Квант механикасида бир ҳол буткул бошқачадир; Δx ва ΔP_x ларни бир вақтда аниқлашга мос келувчи x ва P_x ўзаро қуйидагича боғланади:

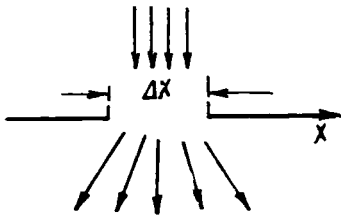
$$\Delta x \Delta p_x \geq h / (2\pi). \quad (28.9)$$

Шундай қилиб, x координата қанча аниқ ($\Delta x \rightarrow 0$) топилса, P_x проекция шунча ноаниқ топилади ($\Delta P_x \rightarrow \infty$) ва аксинча. Шунга ўхшаш,

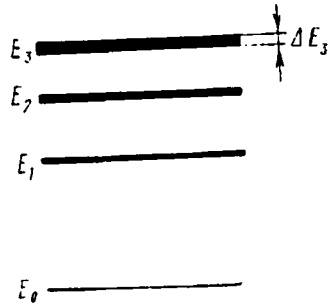
$$\Delta y \Delta p_y \geq h / (2\pi); \quad \Delta z \Delta p_z \geq h / (2\pi). \quad (28.10)$$

(28.9), (28.10) формулаларга ноаниқликлар нисбатлари дейилади.

Уларни битта модель тажрибада тушунтирамиз.



28.5-расм.



28.6-расм.

24.5-§ да дифракция пайтида тирқиш кенглигининг камайтирилиши марказий минимумнинг катталанишига олиб келишига эътибор жалб қилинган эди. Модель тажрибадаги тирқишдаги электронлар дифракциясида ҳам шунга ўхшаш ҳодиса рўй беради*. Тирқиш кенглигининг камайиши Δx нинг камайиши демакдир (28.5-расм), бу электронлар дастасининг «ёйишлишига» (суркалишига),

* Амалда бундай тажрибани амалга ошириб бўлмайди, чунки буниг учун тирқиш ўлчамлари атомлар ўлчамлари тартибда бўлиши лозим, шу туфайли қандайдир хаёлий тажриба тавсифланади.

яъни заррачалар импульси ва тезлигининг кўпроқ ноаниқлигига олиб келади.

Ноаниқликлар писбатини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\Delta E \Delta t \geq h / (2\pi), \quad (28.11)$$

бу ерда ΔE — системанинг маълум бир ҳолат энергиясининг ноаниқлиги; Δt — унинг мавжудлик оралиқ вақти. (28.11) муносабат система қандайдир ҳолатининг мавжудлик вақти қанча кичик бўлса, унинг энергияси қийматининг ноаниқлиги шунчалик катта бўлишини билдиради. E_1, E_2 ва ҳ. к. энергетик сатҳлар айрим оралқларга эга бўлиб (28.6-расм), бу оралқ шу сатҳларга мос келувчи система ҳолатининг мазкур сатҳларда бўлиш вақтига боғлиқдир.

Сатҳларнинг «суркалганлиги» система бир энергетик сатҳдан иккинчисига ўтишда нурланувчи фотон энергияси ΔE ва унинг частотаси $\Delta \nu$ ларнинг ноаниқлигига олиб келади.

$$\Delta E = \Delta(h\nu) = h\Delta\nu. \quad (28.12)$$

Бу спектрал чизиқларнинг кенгайишида намоён бўлади.

28.5-§. ШРЁДИНГЕР ТЕНГЛАМАСИ. ПОТЕНЦИАЛ ЧУҚУРДАГИ ЭЛЕКТРОН

Микрозаррачаларнинг ҳолати ψ функция билан изоҳлангани учун, ташқи шароитларни ҳисобга олган ҳолда бу функцияни топини усулини кўрсатиш керак. Буни Э. Шрёдингер (1926) таклиф этган квант механикасининг асосий тенгламасини ечиш натижасида бажариш мумкин. Квант механикасидаги бундай тенглама худди классик механикада Ньютоннинг иккинчи қонунини постулатлаштирилгани каби постулатлаштирилади.

Стационар ҳолатларга татбиқ этилган ҳолда Шрёдингер тенгламаси қуйидагича ёзилиши мумкин:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - E_n) \psi = 0, \quad (28.13)$$

$$\text{ёки} \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{2m}{h^2} (E - E_n) \psi = 0,$$

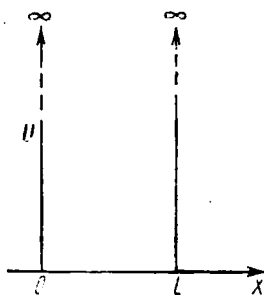
бу ерда m — заррачанинг массаси; $h = h/(2\pi)$; E ва E_n унинг тўлиқ ва потенциал энергияси (потенциал энергия заррача мавжуд бўлган куч майдони билан аниқланади ва стационар ҳол учун вақтга боғлиқ бўлмайди).

Агар заррача фақат айрим бир чизиқ бўйлаб, масалан OX ўқи бўйлаб кўчса (бир ўлчамли ҳол), у ҳолда Шрёдингер тенгламаси анча соддалашиб, қуйидаги кўринишга келади:

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - E_n) \psi = 0, \quad (28.14)$$

Шрёдингер тенгламаси қўлланиладиган энг содда мисоллардан бири-бир ўлчамли потенциал чуқур ичидаги заррача ҳаракати тўғрисидаги масалани ечиш ҳисобланади.

Электрон OX ўқ бўйлаб фақат $0 < x < l$ чегарада кўчади, деб фараз қилайлик (28.7-расм). Бу кўрсатилган интервалда ψ -функция нолдан фарқ қилиб, бу интервалдан ташқарида ($x \leq 0, x \geq l$) эса нолга тенг бўлишини билдиради.



28.7-расм.

Ажратилган интервалда куч майдонлари заррачага таъсир этмаганлиги туфайли унинг потенциал энергияси иситалган ўзгармас қийматни қабул қилиши мумкин ($E_n = 0$ деб қабул қилиш энг қулайдир). Бу интервалдан ташқарида электрон йўқ, шунинг учун унинг потенциал энергиясини чексиз катта деб ҳисоблаш керак. 28.7-расмда $E_n = f(x)$ нинг график усулда боғланиши кўрсатилган. Юқорида таърифланган шартларни қаноатлантирувчи $0 < x < l$ интервалга чексиз баланд деворли, бир ўлчамли, тўғри бурчакли потенциал чуқур дейилади. $E_n = 0$ энанини ҳисобга олганда, (28.14) Шрёдингер тенгламаси $0 < x < l$ интервал учун қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2m}{h^2} E\psi = 0. \quad (28.14 a)$$

$$\omega^2 = 8\pi^2 mE/h^2 \quad (28.15)$$

алмаштириш кiritиб қуйидагига эга бўламиз:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \omega^2\psi = 0. \quad (28.16)$$

Бу тенглама гармоник тебранишларнинг дифференциал тенгламасига ўхшаш (7.1-§ га қар.) бўлиб, унинг ечими қуйидаги кўринишга эгадир:

$$\psi = \psi_0 \cos(\omega x + \varphi_0), \quad (28.17)$$

бу ерда ψ_0 — тўлқин функциясининг амплитудаси; φ_0 — унинг бошланғич фазаси.

Икки доимий катталиқ ψ_0 ва φ_0 ларни, ҳамда ω ёки E ларнинг мумкин бўлган қийматларини топиш учун чегаравий шартларни кўриб чиқамиз:

1) $x=0$ да, $\psi=0$. Бу қийматларни (28.17) га қўйиб $0 = \psi_0 \cos(0 + \varphi_0) = \psi_0 \cos \varphi_0$ ни ҳосил қиламиз. Бу ерда биттагина қиймат физик маънога эга: $\cos \varphi_0 = 0$ бундан $\varphi_0 = \pi/2$;

2) $x=l$ да $\psi=0$. $\varphi_0 = \pi/2$ ни ҳисобга олиб, (28.17) дан $0 = \psi_0 \cos(\omega l + \pi/2)$ га эга бўламиз. Бу ерда ҳам физик маънога биттагина қиймат эгадир:

$$\cos(\omega l + \pi/2) = 0 \text{ ёки } \omega l + \pi/2 = (2n+1) (\pi/2)$$

бундан

$$\omega = n\pi/l, \quad (28.18)$$

бу ерда n бутун сон, 1, 2, 3, ...; $n \neq 0$ қийматларни қабул қилади, чунки ақс ҳолда исталган x ларда $\psi = 0$ бўлади, бу эса потенциал чуқурда электрон йўқлигидан далолат беради.

n — сони бош квант сони деб аталади. (28.16) дан энергия $E = \hbar^2 \omega^2 / (8\pi^2 m)$ ни топамиз, бу эса (28.18) ни ҳисобга олганда қуйидаги кўринишга келади:

$$E_n = [h^2 / (8ml^2)] \cdot n^2. \quad (28.19)$$

E даги n индекси бош квант сони n нинг турли қийматларига энергиянинг ҳам турли қийматлари мос келишини кўрсатади.

(28.18) дан ω -нинг қийматини (28.17) га қўйиб ва $\varphi_0 = \pi/2$ эканини ҳисобга олиб, қуйидагига эга бўламиз:

$$\psi = \psi_0 \cos(n\pi x/l + \pi/2) = \psi_0 \cos \pi(xn/l + 1/2). \quad (28.20)$$

(28.19) ва (28.20) — ифодаларни таҳлил қилиб чиқайлик. Энг аввало потенциал чуқурдаги электрон учун Шрёдингер тенгламасини ҳеч қандай қўшимча постулатларсиз ечиш энергиянинг дискрет, квантланган қийматларига олиб келиши диққатга сазовордир.

$$E_1 = h^2 / (8ml^2), E_2 = [h^2 / (8ml^2)] \cdot 4 \text{ ва ҳ. к.}$$

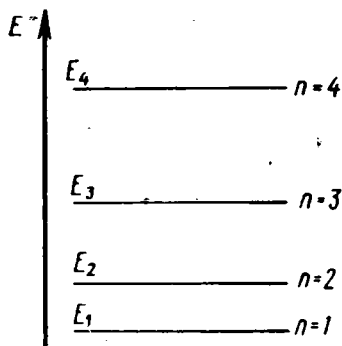
Электроннинг ҳар хил ҳолатларига мос келувчи E_1, E_2, E_3, E_4 энергетик сатҳлар 28.8-расмда схематик тарзда кўрсатилган. $n+1$ - ва n -қўшни сатҳларнинг энергия фарқини ҳисоблаймиз:

$$\begin{aligned} \Delta E = E_{n+1} - E_n &= h^2 (n+1)^2 / (8ml^2) - h^2 n^2 / (8ml^2) = \\ &= h^2 (n^2 + 2n - 1 - n^2) / (8ml^2) = h^2 (2n+1) / (8ml^2). \end{aligned} \quad (28.21)$$

(28.21) дан кўришиб турибдики, n нинг маълум бир қайд қилинган қийматида дискретлик, яъни потенциал чуқурнинг ўлчовлари қанча катта бўлса, қўшни сатҳлар энергияларидаги фарқ шунча кичик бўлади. Масалан, $n=1$ даги икки ҳолни ҳисоблайлик;

1) $l = 5 \cdot 10^{-10}$ м, бу тахминан атом ўлчамларига мос келади; у ҳолда $\Delta E = 4,5$ эВ бўлади. Бу катталик тартибига кўра Бор назарияси бўйича водород атоми учун олинган қийматларга мос келади.

2) $l = 10^{-1}$ м, бу амалда потенциал чуқурнинг шундай энига мос келадики, унда электронни эркин деб ҳисоблаш мумкин, бунда $\Delta E = 1,1 \cdot 10^{-16}$ эВ бўлади. Бу ерда дискретлик сезилмайди ва

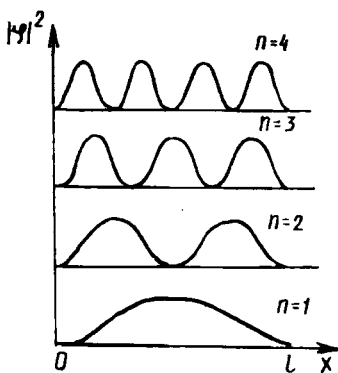


28.8-расм.

амалда электроннинг энергиясини уз-
луксиз равишда ўзгаради деб ҳисоблаш
мумкин.

(28.20)ни квадратга кўтариб, по-
тенциал чуқурнинг турли нуқталарида
электрон мавжудлигининг аҳтимоллик
зичлиги $|\psi|^2$ ни оламиз. 28.9-расмда
 $|\psi|^2$ нинг ҳар хил дискрет ҳолатла-
ри, яъни ҳар хил квант сонларида x
га боғлиқлиги график равишда кўрсати-
тилган. Расмдан кўриниб турибдики,
электрон потенциал чуқурнинг турли
хил жойларида турли хил аҳтимоллик
билан бўлиши мумкин. Шундай нуқ-
талар мавжудки, уларда электроннинг
бўлиш аҳтимоллиги умуман нолга тенг-
дир. Бу классик физиканинг, заррачаларнинг потенциал чуқурнинг
(28.10-расм) ҳар хил жойларида туриши бир хил аҳтимолликка
эга ва чуқурни заррачанинг бўлиши истисно қилинган нуқталар
билан бўлиб қўйиш мумкин эмас, деган тасавурларидан қатъиян
фарқ қилади.

Шрёдингер тенгламасини мураккаброқ куч майдонларига ҳам,
масалан, атом ичидаги электронларга ҳам татбиқ қилиш мумкин.
Бу қўшимча математик қийинчиликларга олиб келади, аммо атом
системаларининг асосий хусусиятларини, яъни энергетик ҳолат-
ларнинг дискретлигини, электрон мавжудлигининг аҳтимоллиги
ҳақидаги мулоҳазаларни, $|\psi|^2$ нинг координаталарга ўзига хос боғ-
лиқликларини ва ҳ. к. ларни ўзгартирмайди.

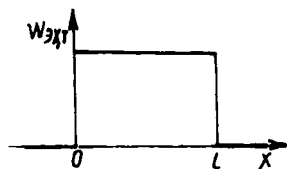


28.9-расм.

28.6-§. ШРЁДИНГЕР ТЕНГЛАМАСИНИ ВОДОРОД АТОМГА ТАТБИҚ ЭТИШ. КВАНТ СОНЛАРИ

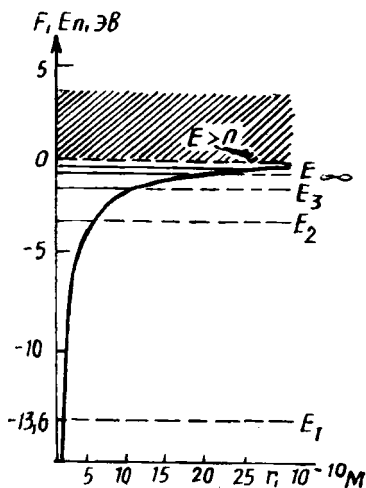
Атомлар ва молекулалар ҳолатларини Шрёдингер тенгламаси
ёрдамида тавсифлаш анчагина мураккаб масала ҳисобланади. У
ядро майдонида жойлашган битта электрон учун энг содда ҳолда
ечилади. Бундай системалар водород атомига ва водородсимон ион-
лар (бир карра ионланган гелий атоми, икки карра ионланган ли-
тний атоми, ва ш. к.) га мос келади. Аммо бу ҳолда ҳам масалани
ечиш курсимиз доирасига кирмайди, шунинг учун масалани фақат
сифат жиҳатдан баён этиш билан чегараланамиз.

Даставвал Шрёдингер тенгламаси (28.13) га потенциал энер-
гияни қўйиш лозим. У вакуумда бир-
биридан r масофада турувчи ўзаро таъ-
сирлашувчи иккита нуқтавий зарядлар —
 e (электрон) ва Ze (ядро) учун қуйида-
гича ифодаланади:



28.10-расм.

$$E_n = (-e) Ze / (4\pi\epsilon_0 r) = -Ze^2 / (4\pi\epsilon_0 r). \quad (28.22)$$



28.11-расм.

шартлар ҳам f_1, f_2, f_3 ларнинг ва демак, ψ -функциянинг ҳам, олиши мумкин бўлган қийматларига олиб келади. Бу ерда, шунингдек квант-механик системаларнинг бош хусусияти — ҳолатлар дискретлиги намойён бўлади.

Дискретлик математик жиҳатдан шундан иборатки, (28.23) тенгламанинг исталган функцияси ҳар бирига аниқ квант сонлари тўғри келадиган ечимлар тўплами (спектри)га эгадир...

Тўғри бурчакли чексиз баланд деворли потенциал чуқурдан фарқли ўлароқ, атом ичидаги электроннинг ҳолати биргина эмас, балки бир неча квант сонлари* билан характерланади.

Уларнинг биринчиси бош квант сони $n=1, 2, 3, \dots$ дир. У ҳудуддаги қонун бўйича электрон энергиясининг сатҳларини аниқлайди:

$$E = -me^4 Z^2 / (8\epsilon_0^2 h^2 n^2). \quad (28.24)$$

Бу ифода Шрёдингер тенгламасининг ечими ҳисобланади ва Бор назариясининг тегишли формуласига бутунлай мос келади (28.7-§ га қаранг).

28.11-расмда водород атомининг тўла энергия сатҳлари бўлиши мумкин бўлган қийматлари (E_1, E_2, E_3 ва ҳ. к.) ва потенциал энергия E_n нинг электрон билан ядро орасидаги масофа r га боғланиш [(28.22) га қаранг] графиги кўрсатилган. Бош квант сони

* Умумий ҳолда квант сонлари деб, физик катталикларнинг эгаллаши мумкин бўлган дискрет қийматларини белгиловчи бутун ($0, 1, 2, \dots$) ёки ярим бутун ($1/2, 3/2, 5/2, \dots$) сонларга айтилиб, улар квантлар системасини ва элементар заррачаларни характерлайди.

Ядро ҳосил қилган майдон марказий симметриясида масалани тўғри бурчакли декарт координаталарида ечишдан кўра сферик координаталар r, θ, φ да ечиш қулайроқдир.

Шрёдингер тенгламасининг ечими, ҳар бири битта ўзгарувчига боғлиқ бўлган учта функциянинг кўпайтмаси кўринишида топилади:

$$\psi(r, \theta, \varphi) = f_1(r) f_2(\theta) f_3(\varphi). \quad (28.23)$$

Деворлари чексиз баланд бўлган тўғри бурчакли потенциал чуқурдаги электроннинг чегаравий шартлари ψ нинг ва энергиянинг олиши мумкин бўлган қийматларига олиб келганига ўхшаш, водород атомига мос потенциал чуқурдаги физикавий

n ортиши билан r катталашади [масалан, (28.33) га қаранг], тўла [(28.24) га қаранг] ва потенциал энергиялар эса полга интилади. Кинетик энергия ҳам полга интилади. Штрихланган соҳа ($E > 0$) эркин электрон ҳолатига тааллуқлидир).

Иккинчи квант сони l орбитал квант сони бўлиб, у берилган n да $0, 1, 2, \dots, n-1$ қийматларни қабул қилиши мумкин. Бу сон электроннинг ядрога нисбатан орбитал импульс моменти L_l ни характерлайди.

$$L_l = \frac{h}{2\pi} \sqrt{l(l+1)}. \quad (28.25)$$

Учинчи квант сони — бу магнит сони m_l бўлиб, у берилган l да $0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ қийматларни, ҳаммаси бўлиб $2l+1$ та қийматни қабул қилади. Бу сон электрон импульси орбитал моментининг ихтиёрый танланган бирор йўналиш Z даги проекциясини белгилайди.

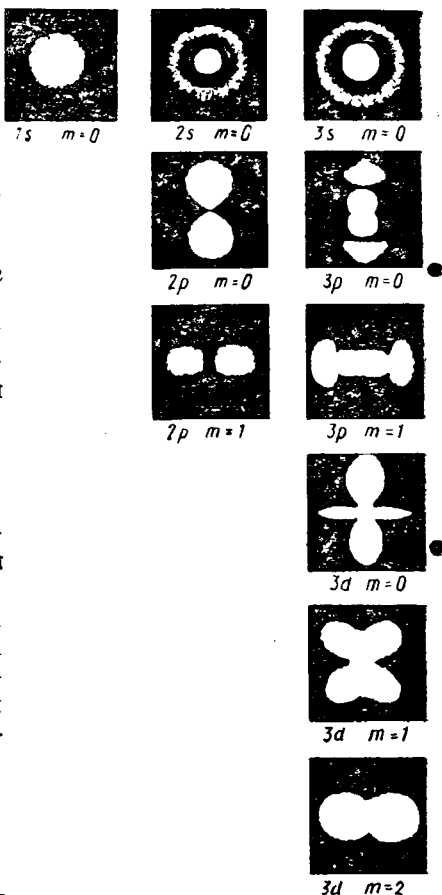
$$L_{lz} = \frac{h}{2\pi} m_l. \quad (28.26)$$

Тўртинчи квант сони — m_s спин (магнит спин)* сонидир. У фақат икки қиймат ($\pm 1/2$) ни қабул қила олади ва электрон спини проекциясининг бўлиши мумкин бўлган қийматларини характерлайди:

$$L_{sz} = \frac{h}{2\pi} m_s. \quad (28.27)$$

Берилган n ва l га эга бўлган атомдаги электронларнинг ҳолати қуйидагича белгиланади: $1s, 2s, 2p, 3s$ ва ҳ. к. Бу ердаги рақамлар бош квант соннинг қийматини, ҳарфлар эса — орбитал квант сонини кўрсатади; s, p, d, f, \dots белгиларга $l = 0, 1, 2, 3$ ва ҳ. к. қийматлар мос келади.

Берилган n ва l ларда ҳолатлар сони $2(2l+1)$ га тенг бўлади. Бир хил бош квант сонларига эга ҳолатларнинг умумий сонини



28.12-расм.

* Заррачаларда спин мавжуд эканлиги Шрёдингер тенгласидан келиб чиқмайди.

топиш учун $2(2l+1)$ ни l нинг бўлиши мумкин бўлган барча қий-
матлари бўйича қўшамиз:

$$\sum_{l=0}^{l=n-1} 2(2l+1) = 2n^2. \quad (28.28)$$

Шундай қилиб, водород атоми энергиясининг биринчи сатҳи E_1 га электроннинг икки ҳолати, иккинчиси E_2 га 8, учинчиси E_3 га 18 ва ҳ. к. электрон ҳолатлари мос келади (29-жадвалга қаранг).

Атомда электронларнинг жойлашиши ҳақида электрон булуғи фотографияси яққол тасаввур беради (28.12-расм). Фотографиялар шуълаланувчи лампочкали модель бўйича бажарилган. Электроннинг атомда бўлиши эҳтимоллиги зичлиги $|\psi|^2$ ни ҳисоблаб, лампочкани шу ҳисобга тўғри келтириб силжитадилар, у эҳтимоллик катгароқ бўлган жойда кўпроқ вақт, эҳтимоллик зичлиги камроқ бўлган жойларда эса камроқ вақт туради. Экспозиция натижасида фото пленкада атомда электронларнинг тақсимланишини намоён қилувчи ҳар хил интенсивликка эга жойлар пайдо бўлади. Расмлардан электронлар ҳаракатига тегишли «орбитал» тушунчасининг қанчалик шартли, ҳатто нотўғри эканлиги кўриниб турибди.

Спин ва орбитал магнит моментлари ўзаро таъсирлашади, бу эса атомнинг энергетик сатҳлар системасини ўзаро таъсирлашув йўқ пайтдагига нисбатан ўзгартиради. Спин-орбитал ўзаро таъсирлашув энергетик сатҳларни нозик структурага келтиради, деб айтадилар. Агар бу сезиларли бўлса, у ҳолда электрон импульсининг тўлиқ моментини — орбитал ҳамда спин моментларини эътиборга олиш керак. Бунда m_l ва m_s ларнинг ўрнига бошқа квант сонлари:

j ва m_j лар қўлланлади.

j квант сони — орбитал ҳамда спин сонлари йиғиндиси бўлиб, электрон тўлиқ momenti импульси L нинг дискрет қийматларини аниқлайди:

$$L = \frac{h}{2\pi} \sqrt{j(j+1)}. \quad (28.29)$$

l нинг берилган қийматида квант сони j икки қиймат: $\pm 1/2$ ни қабул қилади (29-жадвал).

29-жадвал

Ҳолат белгиси	Квант сонларининг қийматлари				Ҳолат белгиси	Квант сонларининг қийматлари			
	n	l	m_l	m_s		n	l	m_l	m_s
1 s	1	0	0	$\pm 1/2$	3 p	3	1	1	$\pm 1/2$
2 s	2	0	0	$\pm 1/2$	3 p	3	1	-1	$\pm 1/2$
2 p	2	1	0	$\pm 1/2$	3 d	3	2	0	$\pm 1/2$
2 p	2	1	1	$\pm 1/2$	3 d	3	2	1	$\pm 1/2$
2 p	2	1	-1	$\pm 1/2$	3 d	3	2	-1	$\pm 1/2$
3 s	3	0	0	$\pm 1/2$	3 d	3	2	2	$\pm 1/2$
3 p	3	1	0	$\pm 1/2$	3 d	3	2	-2	$\pm 1/2$

Магнит квант сони m_j тўлиқ импульс моментининг айрим ихтиёрый танланган йўналиш Z даги проекциясининг мумкин бўлган қийматини характерлайди:

$$L_z = \frac{h}{2\pi} m_j. \quad (28.30)$$

j нинг берилган қийматида m_j квант сони $2j+1$ та қийматини қабул қилади: $-j, -j+1, \dots, +j$.

28.7-§. БОР НАЗАРИЯСИ ҲАҚИДА ТУШУНЧА

Ҳали квант механикаси яратилмасдан аввал, 1913 йилдаёқ даниялик физик Н. Бор атомнинг ядровий моделига ва ўзининг икки постулатига асосланган водород атоми ва водородсимон ионлар назариясини таклиф этди. Бор постулатлари классик физика доирасига сиғмас эди.

Биринчи постулатга мувофиқ, атом ва атом системалари фақат айрим стационар ҳолатлардагина узоқ муддат бўла олади. Бундай ҳолатларда бўлган атом энергия чиқармайди ҳам, ютмайди ҳам. Стационар ҳолатларга энергиянинг E_1, E_2, \dots дискрет қийматлари мос келади.

Атом ёки атом системалари энергияларининг ҳар қандай ўзгаришлари бир стационар ҳолатдан иккинчисига сакрашсимоан тарзда ўтишлари билан боғлиқ бўлади.

Иккинчи постулатга мувофиқ, атом бир ҳолатдан иккинчисига ўтиш пайтида энергияси (29.1) тенглама билан аниқланувчи фотонни чиқаради ёки ютади. Каттароқ энергияли ҳолатдан кичикроқ энергияли ҳолатга ўтиш нурланиш билан биргаликда кечади, тескари жараён эса фотон ютилишида рўй бериши мумкин.

Бор назариясига мувофиқ, водород атомида электрон доиравий орбита бўйича ядро атрофида айланади. Барча бўлиши мумкин орбиталардан импульс momenti бутун сони $h/(2\pi)$ га тенг бўлганларигагина стационар ҳолатлар мос келиши мумкин:

$$m v_n r_n = \frac{h}{2\pi} n \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (28.31)$$

бу ерда m — электрон массаси; v_n — унинг n -орбитадаги тезлиги; r_n — орбита радиуси.

Атомда доиравий орбита бўйича айланувчи электронга мусбат зарядланган ядро томонидан Кулон тортишиш кучи таъсир қилади, бу куч Ньютоннинг иккинчи қонуни бўйича, электрон массаси билан марказга интилма тезланиш кўпайтмасига тенг (ёзув вакуум учун берилган):

$$\frac{Ze \cdot e}{4\pi\epsilon_0 r_n^2} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_n^2} = \frac{m v_n^2}{r_n}, \quad (28.32)$$

бу ерда e — электрон заряди; Ze — ядро заряди. Водород учун $Z=1$, водородсимон ионлар учун $Z>1$. (28.31) ва (28.32) лардан v_n ни чиқариб,

$$r_n = \epsilon_0 h^2 n^2 / (\pi Z e^2 m) \quad (28.33)$$

ни ҳосил қиламиз.

(28.32) дан фойдаланиб электроннинг кинетик энергиясини топамиз:

$$E_k = m v_n^2 / 2 = Ze^2 / (8\pi\epsilon_0 r_n), \quad (28.34)$$

кинетик (28.34) ва потенциал (28.22) энергияларнинг йиғиндиси эса электроннинг тўлиқ энергиясини беради:

$$E = E_k + E_n = \frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 r_n} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_n} = - \frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 r_n}. \quad (28.35)$$

(28.33) ифодани (28.35) га қўйиб [(28.24) га қаранг]

$$E = -me^4 Z^2 / (8\epsilon_0^2 h^2 n^2)$$

га эга бўламиз.

Иккинчи постулат [(29.1) га қаранг] ва (28.24) формулага асосланиб Бор водород атоми ва водородсимон ионлар спектрининг сериал қонувларини тушунтирувчи (29.2) формулани олди [29.2-§ га қар.]

Ўз вақтида Бор назарияси атом физикаси ривожланишининг зўр ғалабаси бўлди. Энг содда атом системалари учун бўлсада (ядро атрофида биттагина электрон айланади), биринчи марта спектрал қонуниятлар очилган эди.

Бор назариясининг катта муваффақиятларига қарамадан, тезда унинг камчиликлари ҳам сезила бошланди. Жумладан, бу назария доирасида спектрал чизиқларнинг интенсивликлари фарқини тушунтириш имкони бўлмади, яъни, нима учун бир хил энергетик ўтишларнинг вужудга келиши эҳтимоли бошқаларникига қараганда кўпроқ бўлади, деган саволга жавоб бериб бўлмади. Бор назарияси мураккаброқ атом системаларининг, масалан, гелий атомининг (ядро атрофида икки электрон айланади) спектрал қонуниятларини очиб бера олмади.

Бор назариясининг камчилиги унинг ноизчиллигидадир. Бу назария классик ҳам, квант назарияси ҳам бўлмасдан, у ўз ичиде тубдан фарқланувчи физик назариялар: классик физика ва квант физикаси асосларини бирлаштирди. Масалан, Бор назариясида электрон атом ичиде аниқ бир орбита бўйлаб айланади (бу классик тасаввурлар): аммо бу вақтда у электромагнит тўлқинларни нурлантормайди (бу квант тасаввурлардир) деб ҳисобланади.

Асримизнинг биринчи чорагида Бор назарияси бошқа бир атом назарияси билан алмаштирилиши лозим эканлиги аниқ бўлиб қолди. Квант механикаси вужудга келди.

28.8-§. МУРАККАБ АТОМЛАРИНИНГ ЭЛЕКТРОН ҚОБИҚЛАРИ

Водород атомидаги электрон ҳолатини баён этувчи квант сонларидан мураккаб атомларнинг айрим электронлари ҳолатини тақриббий характерлашда фойдаланилади. Аммо бу ҳолда ҳеч бўлмаганда мураккаб атомларнинг водород атомидаги пиктга муҳим фарқини ҳисобга олиш керак: 1) мураккаб атомларда электронлар энергияси уларнинг ўзаро таъсирлашиши натижасида фақатгина n га эмас, l га ҳам боғлиқ бўлади; 2) фарқланиш Паули принципини билан боғлиқдир. Бу принципга мувофиқ, атомда тўртта бир хил квант сонига эга бўлган икки (ва ундан ортиқ) электронлар бўлиши мумкин эмас.

Нормал ҳолатга мос келувчи электрон конфигурациялари ҳосил бўлаётган пайтда атомнинг ҳар бир электронини минимал энергияли бўлишга яттилади. Агарда Паули принципини бўлмаганда эди, у ҳолда барча электронлар энг пастки энергетик сатҳда жойлашган бўлар эди. Аслида эса, баъзи истиснолардан ташқари, электронлар асосан водород атоми учун 29-жадвалда кўрсатилган ҳолатлар кетма-кетлигини эгаллайди.

Бир хил квант сонли электронлар қатлам ҳосил қилади. Қатламлар $n = 1, 2, 3, 4 \dots$ га мос равишда K, L, M, N ва ҳ. к. қатламлар деб аталади. Бир хил n ва l жуфт қийматга эга бўлган электронлар водород атоми электронининг мос ҳолатлари учун бўлгандек, қисқача $1s, 2s, 2p$ ва ҳ. к. деб белгиланувчи қобиқ таркибига кирди. Масалан, $2s$ -қобиқ, $2s$ -электронлар деб аталади ва ш. к.

Қобиқдаги электронларнинг сонини унинг белгисининг ўнг томони тепасига, масалан, $2p^4$ деб белгилайдилар.

Атомда электронларнинг қобиқлар бўйича тақсимланиши (электронлар конфигурацияси) одатда қуйидагича кўрсатилади: азот учун $1s^2, 2s^2, 2p^3$, кальций учун $1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^6, 4s^2$ ва ҳ. к.

Мураккаб атомлар электронларининг энергияси n дан ташқари l га ҳам боғлиқ бўлгани учун Менделеев жадвалининг тузилиши ҳамма вақт ҳам қатламлар атомлар мураккаблашиб борган сари тўлдирилмайди.

Масалан, калийда ($Z=19$) M қатлам тўлдирилиши ўрнига ($1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^6, 3d^1$ бўлиши мумкин эди) N қатлам тўлдирилади бошлайди ва қуйидаги электронлар конфигурацияси юзага келади: $1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^6, 4s^1$. Қатламларнинг шунга ўхшаш «мунтазам» тўлдирилишлардан четланишлари бошқа элементларда ҳам мавжуд.

Ҳамма вақт бажариладиган умумий қондага биноан: уйғотилмаган атомларнинг электронлари Паули принципига мос келиб, энг кам энергияли ҳолатни эгаллайди. 28.13-расмда (масштаб сақланмаган ҳолда) мураккаб атомнинг энергетик ҳолатлари ва уларга мос келувчи электронлар сонини схематик тарзда кўрсатишган.

Хулосалаб шу нарсани таъкидлаш мумкинки, кўп электронли атомнинг энергетик ҳолати умуман қуйидаги квант сонлари билан аниқланади: $L=0, 1, 2, 3$ ва ҳ. к. қийматларни қабул қилувчи атомнинг тўлиқ орбитал моменти*; $J = |L - S|$ дан $|L + S|$ гача бирликдаги интервали қийматларини қабул қилувчи атомнинг тўлиқ моменти; S — атомнинг натижавий спин моменти; m_z — маълум бир ўқдаги атом тўлиқ моменти проекциясининг дискрет қийматларини аниқловчи магнит квант сонидир;

$$L_{Az} = \frac{h}{2\pi} m_j. \quad (28.36)$$

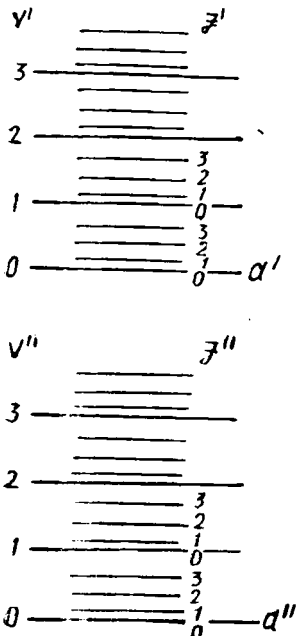
Берилган Jm_z да $2J + 1$ қийматни қабул қилади: $-J, -J + 1, \dots, +J$.

* Бу белгиланишни электрон қатламининг номи L ва электрон импульси тўлиқ моменти билан алмаштириб юбормаслик керак.

5f	_____	14
7s	_____	2
9p	_____	6
5d	_____	10
4f	_____	14
6s	_____	2
5p	_____	6
4d	_____	10
5s	_____	2
4p	_____	6
3d	_____	10
4s	_____	2
3p	_____	6
3s	_____	2
2p	_____	6
2s	_____	2
1s	_____	2

28.13-расм.

28.9-§. МОЛЕКУЛАЛАРНИНГ
ЭНЕРГЕТИК САТҲЛАРИ



28.14-расм.

Молекулалар атомлардан ташкил топганлиги туфайли молекулалар ичидаги ҳаракат атом ичидаги ҳаракатдан мураккаброқдир. Молекулада ядрога нисбатан электронлар ҳаракатидан ташқари атомнинг ўз мувозанат ҳолати атрофидаги тебранма ҳаракати (ядрони қуршаб олган электронлар ҳаракати билан бирга) қандаги ядро тебраниши) ва бутун молекуланинг айланма ҳаракати ҳам содир бўлади.

Молекулаларнинг электрон, тебранма ва айланма ҳаракатларига энергиянинг учта тури мос келади: $E_{эл}$, $E_{теб}$ ва $E_{айл}$.

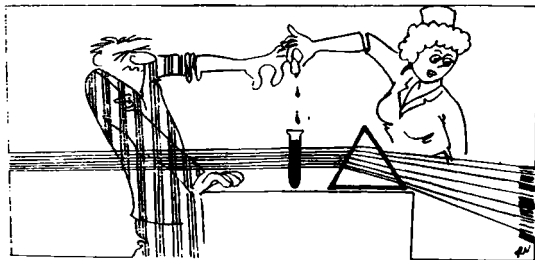
Квант механикасига мувофиқ, молекуладаги барча ҳаракатлар энергияси фақат дискрет қийматларини қабул қилади (квантланади). Молекулаларнинг тўлиқ энергиясини тахминан турли кўринишдаги энергияларнинг квантланган қийматларининг йиғиндисини сифатида тасаввур қиламиз:

$$E = E_{эл} + E_{теб} + E_{айл}. \quad (28.37)$$

(28.14) — расмда молекулалар сатҳлари системаси схематик равишда тасвирланган a' ва a'' узоқ жойлашган энергиянинг электрон сатҳларидир: булар учун $E_{теб} = E_{айл} = 0$; v' , v'' — яқинроқ жойлашган тебранма сатҳлардир, булар учун $E_{айл} = 0$; J' ва J'' — энг зич жойлашган айланма сатҳлардир, булар учун $E_{айл}$ ҳар хил қийматга эга бўлади.

Энергиянинг электрон сатҳлари орасидаги масофа бир неча электрон-вольт тартибда, қўшни тебранма сатҳлар орасидаги масофа $10^{-2} - 10^{-1}$ эВ, қўшни айланма сатҳлар орасидаги масофа эса $10^{-5} - 10^{-3}$ эВ дир.

Атомлар ва молекулалар томонидан энергиянинг нурланиши ҳамда ютилиши



Атом ва молекулаларнинг энергияси доимо ўзгариб туриши туфайли, жуда кўп ҳар хил ҳодисалар содир бўлиб туради. Айрим ҳолларда амалиёт учун ҳодисаларнинг таҳлилига атом-молекуляр нуқтаи назаридан ёндашишга ҳожат қолмайди. Бошқа ҳолларда эса — ҳодисалардан самарали фойдаланиш уларнинг молекуляр (атом) табиатларини сўзсиз ҳисобга олгандагина мумкин бўлади.

Бу бобда атомлар ва молекулалар томонидан энергиянинг нурланиши ва ютилиши хусусиятлари, шунингдек баъзи амалий муҳим ҳодисалар баён қилинади. Бу катта теманинг баъзи масалалари кейинги бобларда кўриб чиқилади.

29.1-§. АТОМЛАР ВА МОЛЕКУЛАЛАР ТОМОНИДАН ЭНЕРГИЯНИНГ НУРЛАНИШИ ҲАМДА ЮТИЛИШИ ХУСУСИЯТЛАРИ

Атом ва молекула стационар энергетик ҳолатларда бўлиши мумкин. Бундай ҳолатларда улар энергия нурлантирмайди ва ютмайди. Энергетик ҳолатларни схематик тарзда сатҳлар кўринишида тасвирлайдилар (масалан, 28.13-расмга қаранг). Энергиянинг энг пастки сатҳи асосий сатҳ ҳисобланади, у асосий ҳолатга мос келади.

Квант ўтишларда атомлар ва молекулалар бир стационар ҳолатдан иккинчисига, бир энергетик сатҳдан иккинчисига сакраш-симон тарзда ўтадилар.

Атомлар ҳолатининг ўзгариши электронларнинг энергетик ўтишлари билан боғлиқдир. Молекулаларда энергия электрон ўтишлар натижасида ўзгармай, балки атомлар тебранишларининг ўзгариши натижасида ва айланма сатҳлар орасидаги ўтишларда ҳам ўзгариши мумкин.

Атом ёки молекула юқорпроқ энергетик сатҳлардан пастроқдаги сатҳларга ўтишларда энергия беради, тескари ўтишларда эса энергия ютади. Асосий ҳолатда турган атом энергияни фақат юта олади.

Квант ўтишлар икки турга ажратилади:

1) атом ёки молекулалар электромагнит энергияни нурлантирмасдан ёки ютмасдан кечадиган ўтишлар. Бундай нурланишсиз ўтишлар атом ёки молекулаларнинг бошқа заррачалар билан, масалан, тўқнашиш жараёнида ўзаро таъсирлашишида рўй беради. Умуман тўқнашишлар эластик ва неэластик тўқнашишларга фарқланади, улардан биринчисида атомнинг ички ҳолати ўзгаради ва нурланишсиз ўтишлар рўй беради, иккинчисида эса атом ёки молекулаларнинг кинетик энергияси ўзгаради, лекин ички ҳолати сақланади;

2) фотоннинг нурланиши ёки ютилиши билан кечадиган ўтишлар. Фотоннинг энергияси атом ёки молекулаларнинг бошланғич ва охириги стационар ҳолатлари энергияларининг фарқига тенг:

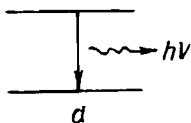
$$h\nu = E_l - E_k. \quad (29.1)$$

(29.1) формула энергиянинг сақланиш қонунини ифодалайди.

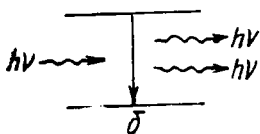
Фотонни чиқарувчи квант ўтишларни вужудга келтирувчи сабабларга кўра нурланиш икки турга бўлинади. Агар бу сабаб ички сабаб бўлса ва заррача ўз-ўзидан пастки энергетик сатҳга ўтса, у ҳолда бундай нурланиш *спонтан нурланиш* дейилади (29.1-расм, а). У вақт, частота (ҳар хил кичик сатҳлар орасида ҳам ўтишлар бўлиши мумкин), тарқалиш йўналиши ва қутбланишлари бўйича тасодифий ва хаотикдир. Одатдаги ёруғлик манбалари асосан спонтан нурланиш чиқаради. Нурланишнинг бошқа бир тури мажбурий ёки *индукцияланган нурланиш* дейилади (29.1-расм, б) У фотоннинг уйғонган заррачалар билан ўзаро таъсирлашишида (агарда фотон энергияси сатҳлар фарқига тенг бўлса) вужудга келади. Мажбурий квант ўтишлар натижасида заррачалардан битта йўналишда иккита бир хил фотон тарқалади: бири-бирламчи, мажбурловчи, иккинчиси эса — иккиламчи, чиқарилган.

Атом ёки молекулаларда нурланаётган энергия чиқариш спектрини, ютилгани эса ютилиш спектрини шакллантиради.

Спектрал чизиқларнинг интенсивлиги бир секундда юз берувчи бир хил ўтишлар сони билан аниқланади ва шунинг учун ҳам нурланувчи (ютилувчи) атомлар миқдорига ва мос ўтишларнинг эҳтимоллигига боғлиқ бўлади.



Квант ўтишлар исталган энергетик сатҳлар орасида пайдо бўлавермайди. Эҳтимоли бўлган ва эҳтимоли бўлмаган ёки эҳтимоли кам бўлган ўтишлар шартларини таърифловчи танлаш ёки тақиқлаш қондалари аниқланган.



Кўпчилик атом ва молекулаларнинг энергетик сатҳлари анча мураккабдир. Сатҳлар структураси, демак спектрлар структураси ҳам ёлғиз атом ёки молекула тузилишигагина боғлиқ бўлмасдан, ташқи сабабларга ҳам боғлиқ бўлади.

29.1-расм.

Электронларнинг электромагнит ўзаро

таъсири энергетик сатҳларнинг нозик ажралишига* (нозик структурага) олиб келади. Ядроларнинг магнит моментлари таъсирида ўта нозик ажралиш (ўта нозик структура) юзага келади. Атомга ёки молекулага нисбатан ташқи ҳисобланган электр ва магнит майдонлар ҳам энергетик сатҳларнинг ажралишини юзага келтиради (Штарк ва Зееман ҳодисалари, 30.2-§ га қаранг).

Спектрлар турли информациялар манбаи бўлиб ҳисобланадилар.

Энг аввало спектрларнинг кўринишига қараб атом ва молекулаларни аниқлаш (идентификациялаш) мумкин, бу сифатий спектрал анализ масалаларидан ҳисобланади. Спектрал чизиқларнинг интенсивликлари бўйича нурланувчи (ютилиувчи) атомларнинг миқдори аниқланади. Бу миқдорий спектрал анализдир. Бунда 10^{-5} — 10^{-6} % ли концентрацияли аралашмаларни ҳам осонлик билан топадилар ва массаси жуда кичик (бир печа ўш микрограммгача) бўлган намуналар таркибини аниқлайдилар.

Спектрлари бўйича атомларнинг ёки молекулаларнинг тузлиши, уларнинг энергетик сатҳларининг структураси, катта молекулалар айрим қисмларининг ҳаракатчанлиги ва бошқалар ҳақида мулоҳаза юритиш мумкин. Спектрларнинг атом ёки молекулага таъсир этувчи майдонларга боғлиқлигини билган ҳолда заррачаларнинг ўзаро жойлашишлари ҳақида маълумотлар олинади, чунки қўшни атомлар ўз электромагнит майдонлари воситасида таъсирлашадилар.

Доплернинг оптик эффектига асосан ҳаракатланаётган жисмларнинг спектрларини ўрганиш нурланувчининг ва нурланишни қабул қилувчининг нисбий тезликларини аниқлашга имкон беради.

Агар модданинг спектри бўйича унинг ҳолати, ҳарорати, босими ва ҳ. к. тўғрисида хулоса чиқариш мумкинлиги назарда тутилса, у ҳолда атомлар ва молекулалар томонидан энергиянинг нурланишидан ва ютилишидан текшириш методи сифатида фойдаланишга юксак баҳо бериш мумкин.

Атом (ёки молекула) томонидан чиқарилувчи ёки ютилиувчи фотон энергиясига (частотасига) кўра спектроскопияни қуйидаги турларга бўладилар: радио, инфракизил, кўринувчи нурланиш, ультрабинафша ва рентген спектроскопиялари**.

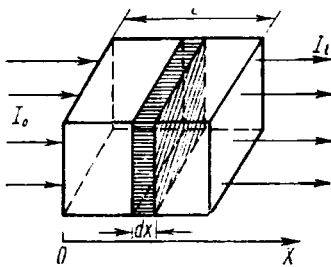
Модданинг тури (спектр манбаи) бўйича атом, молекуляр спектрлар ва кристаллар спектрларига ажратадилар.

29.2-§. ЁРУҒЛИКНИНГ ЮТИЛИШИ

Муҳитда тарқалаётган ёруғлик интенсивлиги унинг модда молекулалари (атомлари) томонидан ютилиши ва сочилиши натижасида камайиши мумкин.

* Бу ердаги «ажралиш» термини жараёни эмас, балки ҳосил бўлиб бўлган ҳолатни аниқлатади.

** Бу ерда ядровий квант ўтишлар билан белгиланувчи γ-спектроскопия кўрсатилмаган.



29.2-расм.

ёруғликнинг интенсивлиги қанча катта бўлса, шунча кўп бўлади:

$$dI = -kI dx, \quad (29.2)$$

бу ерда k — ютилишнинг табиий кўрсаткичи (ютувчи муҳитга боғлиқ бўлган ва муайян чегараларда ёруғлик интенсивлигига боғлиқ бўлмайдиган пропорционаллик коэффициенти); «—» ишора ёруғлик модда орқали ўтаётганда унинг интенсивлиги камайишини, яъни $dI < 0$ эканлигини кўрсатади. (29.2) ни интеграллаб ва лозим бўлган чегараларни қўйиб (29.2-расм)

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -k \int_0^l dx \text{ ёки } \ln \frac{I}{I_0} = -kl,$$

ни оламиз; буни потенциалласак.

$$I = I_0 e^{-kl} \quad (29.3)$$

га эга бўламиз.

Бу формула *Бугернинг ёруғликнинг ютилиш қонунини* ифодалайди. Бундан кўриниб турибдики, ютилишнинг табиий кўрсаткичи k муҳитда ютилиш натижасида ёруғлик интенсивлиги e марта заифланадиган масофага тескари бўлган катталиқдир.

Ютилишнинг табиий кўрсаткичи ёруғлик тўлқинининг узунлигига боғлиқ, шунинг учун (29.3) қонунни монохроматик ёруғлик учун ёзиш маъқул:

$$I = I_0 e^{-k\lambda l}, \quad (29.4)$$

бу ерда $k\lambda$ — монохроматик ютилишнинг табиий кўрсаткичи.

Ёруғликнинг ютилиши унинг молекулалар билан ўзаро таъсири туфайли содир бўлгани учун ютилиш қонунини молекуланинг баъзи бир характеристикалари билан боғлаш мумкин. n — ёруғлик квантларини ютувчи молекулаларнинг концентрацияси бўлсин. Молекула ютилишининг эффе́ктив кесими σ билан белгилаймиз (фотоннинг бориб урилишида унинг молекула томонидан тутиб олиниши содир бўладиган маълум бир юза).

Агарда тўғри бурчакли паралеленипед (29.2-расм) нинг кесим юзаси S га тенг деб ҳисобланса, у ҳолда ажратилган қатлам

Sdx га, ундаги молекулалар сони эса $nSdx$ га тенг бўлади. Бу қатламдаги молекулалар эффектив кесимнинг умумий юзаси $\sigma nSdx$ га тенг. Бу қатламга $\Phi = IS$ фотонлар оқими тушади. Молекулалар эффектив кесим юзасининг умумий кесим юзасидаги улуши

$$\frac{\sigma nSdx}{S} = \sigma ndx. \quad (29.5)$$

Қатламга тушаётган фотонларнинг худди (29.5) дагича қисми молекулалар томонидан ютилади деб ҳисоблаш мумкин, чунки юзалар нисбати битта фотоннинг ажратилган қатламнинг молекулалари билан ўзаро таъсирлашиш эҳтимоллигини аниқлайди. Қатламга ютилаётган фотонларнинг улуши ёруғлик оқими ($d\Phi/\Phi$) ёки ёруғлик интенсивлиги (dI/I) орқали ифодаланиши мумкин. Юқорида баён қилинганларга асосан қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\frac{dI}{I} = -\sigma ndx, \quad (29.6)$$

буни интеграллаб ва потенциаллаб,

$$I_l = I_0 e^{-\sigma nl}. \quad (29.7)$$

га эга бўламиз. Бу тенгламага (29.4) дан фарқли ўлароқ, молекула параметри σ киради.

Фотонларни ютадиган молекулалар ёруғликни ютмайдиган эритмада бўлсин, деб фараз қилайлик. Моляр концентрация $C = n/N_A$ га тенг, бундан $n = CN_A$. σn кўпайтмани алмаштирамиз:

$$\sigma n = \sigma CN_A = \chi' C,$$

бу ерда $\chi' = \sigma N_A$ — ютилишнинг табиий моляр кўрсаткичи. Бунинг физик маъноси — бир моль эритилган модда барча молекулалари ютилишнинг эффектив кесими йиғиндисидир. Бу тушунчани қўллаб (29.7) ни қуйидаги кўрinishда ёзиш мумкин (Бугер—Ламберт — Бер қонуни):

$$I_l = I_0 e^{\chi' Cl}. \quad (29.8)$$

Лаборатория амалиётида Бугер — Ламберт — Бер қонуни одатда асоси 10 га тенг бўлган кўрсаткичли функция орқали ифодаланади:

$$I_l = I_0 \cdot 10^{-\chi Cl}. \quad (29.9)$$

бу ерда χ — ютилишнинг моляр кўрсаткичи; $\chi \approx 0,43 \chi'$, чунки $e \approx 10^{0,43}$. Одатда χ ни бирон бир тўлқин узунлигига нисбатда берадилар ва ютилишнинг монохроматик моляр кўрсаткичи деб атайдилар ($\chi\lambda$).

Берилган жисм ёки эритма орқали ўтган нурланиш оқимининг шу жисмга тушаётган нурланиш оқимига нисбати *ўтказиш коэффициентини* дейилади.

Уни интенсивликлар нисбати каби ифодалаймиз:

$$\tau = I_l / I_0. \quad (29.10)$$

Ўтказиш коэффициентига тескари бўлган ўнли логарифм миқдори эритманинг *оптик зичлиги* деб аталади:

$$D = \lg (1/\tau) = \lg (I_0/I_1) = \gamma_\lambda Cl. \quad (29.11)$$

Бугер — Ламберт — Бер қонунига асосланиб бўялган эритмаларда модда концентрациясини аниқлашнинг бир қатор фотометрик усуллари яратилган (*концентрацион калориметрия*). Бу усуллар билан бевосита эритма орқали ўтган ёруғлик оқими, ўтказиш коэффициенти ёки оптик зичлик ўлчанади.

$$k_\lambda = f_1(\lambda) \text{ ва } \gamma_\lambda = f_2(\lambda)$$

боғланишлар моддаларнинг ютилиш спектрлари ҳисобланади.

Ютилиш спектрлари моддаларнинг ҳолати ва атом ҳамда молекулаларнинг энергетик сатҳлари структуралари (29.4 ва 29.5-§ ларга қаранг) ҳақидаги маълумотлар манбаи бўлиб ҳисобланади.

29.3-§. ЁРУҒЛИКНИНГ СОЧИЛИШИ

Муҳитда тарқалаётган ёруғлик дастасининг мумкин бўлган барча томонларга оғиши ҳодисасига *ёруғликнинг сочилиши* дейилади.

Ёруғлик сочилишининг вужудга келиши учун зарурий шарт-шароит бу оптик нобиржинсликнинг мавжудлиги, яъни асосий муҳитниқидан бошқачароқ синдириш кўрсаткичига эга бўлган соҳаларнинг мавжудлигидир.

Ёруғликнинг сочилиши ва дифракцияси баъзи умумий томонларга эга: ихкала ҳодиса ҳам тўсиқ ёки нобиржинсликлар ва тўлқин узунлиги орасидаги муносабатга боғлиқ бўлади. Бу ҳодисалар орасидаги фарқ шундан иборатки, дифракция ихкиламчи тўлқинларнинг интерференцияси туфайли содир бўлади, сочилиш эса ёруғлик таъсири остида бўлувчи нурланишларнинг қўшилиши туфайли (интерференцияси туфайли эмас!) вужудга келади.

Бундай нобиржинсликлари ихкита асосий турга ажратишади:

1) бир жинсли шаффоф моддада ўзга жинсли майда заррачаларнинг мавжудлиги. Бундай муҳитлар хира муҳитлар дейилади: тутун (газдаги қаттиқ заррачалар), туман (газдаги суюқлик томчилари), суспензиялар, эмульсиялар ва ш. ў. Лойқа муҳитлардаги сочилишга *Тиндаль ҳодисаси* дейилади.

2) молекулаларнинг текис тақсимланишдан статистик оғишлари (зичлик флукуацияси) натижасида соф моддада вужудга келувчи оптик нобиржинсликлар, ёруғликнинг бу типдаги нобиржинсликларда сочилишига *молекуляр сочилиш* дейилади; масалан, ёруғликнинг атмосферада сочилиши.

Сочилиш туфайли ёруғлик интенсивлигининг камайиши, ютилиш пайтидаги каби, кўрсаткичли функция ёрдамида изоҳланади:

$$I_1 = I_0 e^{-m l}, \quad (29.12)$$

бунда m — сочилиш кўрсаткичи (табиий).

Ёруғликнинг ютилиши ва сочилишнинг биргаликдаги таъсирида интенсивликнинг заифлаиши ҳам кўрсаткичли функциядир:

$$I_l = I_0 e^{-\mu l}, \quad (29.13)$$

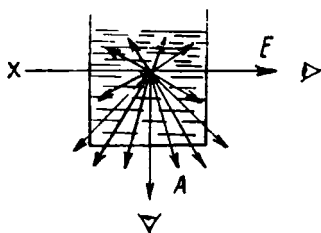
бу ерда μ — заифлаиш кўрсаткичи (табiiй). Бундан $\mu = m + k$ эканини кўриш қийин эмас.

Хира муҳитларда, тахминан $0,2\lambda$ дан кичикроқ бўлган нобржинсликларда сочилишда, шунингдек молекуляр сочилишда сочилган ёруғликнинг интенсивлиги тўлқин узунлигининг тўртинчи даражасига тескари пропорционал бўлишини Рэлей аниқлади (Рэлей қонуни):

$$I \sim 1/\lambda^4. \quad (29.14)$$

Бу, оқ ёруғликдан, модда томонидан, масалан D нуқтада (29.3-расм) асосан зангори ва бинафша нурлар (A -йўналиши) сочилади, қизиллари эса — тушувчи ёруғлик B йўналишида ўтиб кетади, демакдир. Бунга ўхшаш ҳодисалар табиатда ҳам кузатилади: осмоннинг зангори ранги бу сочилган ёруғликдир. Қуёшнинг ботишидаги қизил ранги — зангори ва бинафша нурларнинг қия тушганда биосфера қатламлари ичида анча чуқурроқ масофага сочилиши натижасида оқ ёруғлик спектрининг ўзгаришидир (27.3-расмнинг изоҳига қаранг).

Қизил нурларнинг камроқ сочилишидан сигнализацияларда



29.3-расм.



29.4-расм.

фойдаланадилар, масалан аэродромларда белгилаш чироқлари, светофорда эса энг масъулиятли ёруғлик бу қизил ёруғликдир ва ш. ў. Инфракизил нурлар янада камроқ сочилади. 29.4-расмда, бир манзаранинг иккита фотографияси тасвирланган: чапдаги расм оддий усул билан олинган бўлиб, кўрinishи туман жуда чеклаб қўйган; ўнгда инфракизил нурларда махсус пластинкада олинган расм бўлиб, бунда туман халақит бермайди, у каттароқ узунликдаги тўлқинлар учун шаффоф экан.

Агар муаллақ заррачалар тўлқин узунлигига нисбатан катта бўлса, у ҳолда сочилиш Рэлей (29.13) қонунига мос келмайди, бу ҳолда қаср махражида λ^2 бўлади. Сочилган ёруғлик ўз зангорилигини йўқотади ва оқроқ бўлиб қолади. Масалан топ-тоза денгиз кенгликларининг тўқ зангори осмонига қарама-қарши ўлароқ шаҳарнинг чангли осмони оқариб кўринади.

Сочилган ёруғлиكنинг йўналиши, унинг қутубланиш даражаси, спектрал таркиби ва ҳоказолар молекулар ўртасидаги ўзаро таъсирлар, эритмалардаги макромолекулар ўлчами, коллоид эритмалардаги заррачалар, эмульсиялар, аэрозоллар ва ҳ. к. ларни характерловчи параметрлар ҳақидаги информацияни олиб келади. Шу хилдаги маълумотларни олиш мақсадида сочилган ёруғликни ўлчаш методларига *нефелометрия*, бунга мос асбобларга эса *нефелометрлар* дейилади.

29.4 §. ОПТИК АТОМ СПЕКТРЛАРИ

Квант ўтишлар вақтида эркин ёки заиф ўзаро таъсирлашувчи атомлар сатҳлари орасида вужудга келувчи чиқариш спектрларига ҳам, ютилиш спектрларига ҳам *атом спектрлари* дейилади.

Оптик атом спектрлари деганда фотонларнинг энергияси бир неча электронвольт бўлган ташқи электронлар сатҳлари орасидаги ўтишлар туфайли юзага келувчи атом спектрлари тушунилади. Буларга ультрабинафша, кўринувчи ва инффрақизилга яқин (микрометрларгача) спектр соҳалари киради.

Уйғонган атомлардан олинувчи чиқариш оптик атом спектрлари энг катта қизиқиш уйғотади. Одатда уларни уйғотишга газлардаги электр разрядида ёки моддани газ тарелкасининг алангасида, электр ёйи учқунда қиздирилганда юз берадиган нурланишсиз ўтишлар натижасида эришилади.

29.1-§ да атомларнинг спектрлари тўғрисида умумий мулоҳазалар баён қилинган эди. Атомларнинг спектрлари тўғрисидаги тўлиқ маълумотларни спектроскопияга оид махсус справочниклардан топиш мумкин. Оддий мисол тариқасида водород атомининг ва водородсимон ионларнинг спектрларини кўриб ўтамиз.

(28.24) ва (29.1) формулалардан водород атоми ($Z=1$) нурлайдиган (ютадиган) ёруғлик частотасининг формуласини олиш мумкин:

$$\nu = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^3} \left(\frac{1}{n_k^2} - \frac{1}{n_l^2} \right). \quad (29.15)$$

Бу формула квант механикаси яратилишидан анча олдин тажриба асосида И. Я. Бальмер томонидан топилган ва назарий жиҳатдан эса Бор томонидан олинган (28.7-§ га қаранг); i ва k — ораларида квант ўтишлар юз берадиган сатҳларнинг тартиб номерлари.

Спектрада *спектрал сериялар* деб аталувчи чизиқлар гуруҳасини ажратиш мумкин. Ҳар бир серия, чиқариш спектрларига

татбиқ этилган ҳолда, ҳар хил сатҳлардан доимо битта-охирги сатҳга ўтишга мос келади (29.5-расм).

Ультрабинафша соҳада *Лайман серияси* жойлашган бўлади. У юқори энергетик сатҳдан энг пастки, асосий ($n_k=1$) сатҳга ўтишда ҳосил бўлади. (29.15) формуладан, Лайман серияси учун қуйидагини оламиз:

$$\nu = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^3} \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (n_i = 2, 3, 4 \dots), \quad (29.16)$$

яъни бу сериянинг барча частоталарини топамиз. Энг узун тўлқин узунлигига эга бўлган чизиқ энг катта интенсивликка эга бўлади. Спектрал чизиқларнинг интенсивликлари 29.5-расмда шартли равишда тегишли ўтишлар тўғри чизиқларининг қалинликлари орқали кўрсатилган.

Спектрнинг кўринувчи ва яқин ультрабинафша соҳаларида юқори энергетик сатҳлардан иккинчи ($n_k=2$) сатҳга ўтиш вақтида вужудга келувчи *Бальмер серияси* жойлашган. (29.15) формуладан Бальмер серияси учун қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\nu = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^3} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (n_i = 3, 4, 5 \dots), \quad (29.17)$$

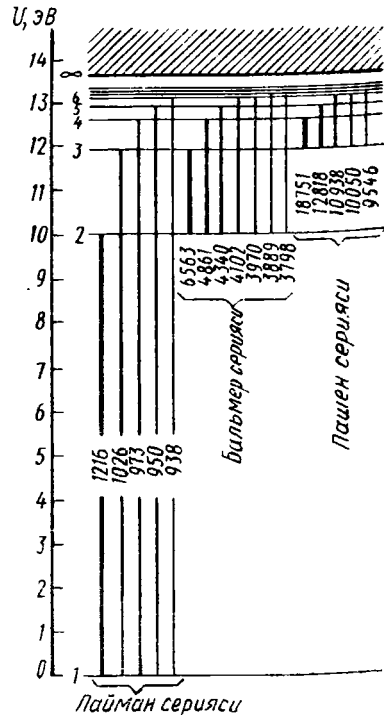
яъни бу серия барча чизиқларининг частотасини топамиз. Спектрнинг инфрақизил соҳасида юқори энергетик сатҳлардан учинчи ($n_k=3$) сатҳга ўтишда вужудга келувчи *Пашен серияси* жойлашади. (29.15) формуладан Пашен серияси учун

$$\nu = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^3} \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (n_i = 4, 5, 6 \dots), \quad (29.18)$$

келиб чиқади.

Инфрақизил соҳада бошқа сериялар ҳам мавжуд.

Атомар водороднинг спектри кичик частоталар томонидан чегараланмагандек бўлиб кўриниши мумкин, чунки n орта боргани сари энергетик сатҳлар исталганча яқинлашиб боради. Бирок, аслида бундай сатҳлар орасида ўтишлар эҳтимоллиги шу қадар кичик бўладики, амалда бу ўтишлар кузатилмайди.



29.5-расм.

Ионизация потенциални учун (15.15) ифодани, $n_k = 1$ ва $n_l \rightarrow \infty$ деб ҳисоблаб, (29.15) дан олиш мумкин;

$$\varphi_n = me^3 / (8\epsilon_0^2 h^2). \quad (29.19)$$

Атом спектрал анализи учун ҳам чиқариш спектридан (эмиссион спектрал анализ), ҳам ютилиш спектридан (абсорбцион спектрал анализ) фойдаланадилар.

Тиббий мақсадлар учун эмиссион анализ асосан тана тўқималаридаги микроэлементларни аниқлашда, гигиенада консерваланган маҳсулотларда озгина миқдордаги металллар атомларини аниқлашда, суд медицинаси мақсадларида эса мурда тўқималаридаги баъзи элементларни аниқлашда ва бошқа мақсадлар учун хизмат қилади.

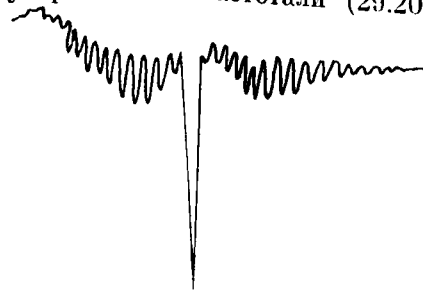
29.5-§. МОЛЕКУЛЯР СПЕКТРЛАР

Молекуляр спектрлар (чиқариш ва ютилиш) молекулаларнинг бир энергетик сатҳдан иккинчисига квант ўтишларида вужудга келиб (29.9-§ га қаранг), каттароқ ёки кичикроқ кенгликка эга чизиқлар тўпلامидан иборат бўлган зич жойлашган чизиқлардан ташкил топган. Атом спектрларига нисбатан молекуляр спектрларнинг мураккаблигига сабаб молекулалар ҳаракатининг демак энергетик ўтишларнинг атомдагига кўра кўпроқ турлича бўлишидир.

(29.1) ва (28.37) ларни ҳисобга олган ҳолда молекула томонидан нурланаётган ёки ютиляётган частоталарни топамиз:

$$\nu = \frac{1}{h} (E' - E'') = \frac{1}{h} [(E'_{э,л} - E''_{э,л}) + (E'_{теб} - E''_{теб}) + (E'_{айл} - E''_{айл})] = \frac{1}{h} (\Delta E_{э,л} + \Delta E_{теб} + \Delta E_{айл}); \quad (29.20)$$

бу ерда бир ёки икки штрих, молекуляр спектроскопияда қабул қилинганидек, мос ҳолда юқориги ва пастки сатҳларга тааллуқлидир. $\Delta E_{э,л} \gg \Delta E_{теб} \gg \Delta E_{айл}$ эканлигини назарда туттиш керак. Агар $\Delta E_{э,л} = 0$, $\Delta E_{теб} = 0$, $\Delta E_{айл} \neq 0$ бўлса у ҳолда алоҳида чизиқлардан таркиб топган соф айланма молекуляр спектрлар олинади, чунки уларга кичик частотали (29.20 га қаранг) спектрлар мос келади.



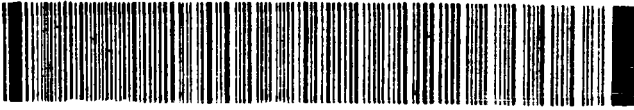
29.6-расм.

Улар узоқ инфрақизил ва айниқса микротўлқинли (УЮЧ) соҳаларда кузатилади. Тўлқин узунлиги 0,1—1 мм тартибда бўлади.

Агарда $\Delta E_{э,л} = 0$, $\Delta E_{теб} \neq 0$ бўлса у ҳолда одатда бир вақтда $\Delta E_{айл} \neq 0$ бўлади ва бунда тебраниш-айланиш спектри вужудга келади. У спектрал асбобнинг ажрата олиши етарлича бўлганда алоҳида айланмиш чизиқларига ёйилувчи тебраниш чизиқларидан



a



b

29.7-расм.

таркиб топади. 29.6-расмда метаннинг тебраниш-айланиш спектри график тарзда ифодаланган. Инфрақизил тебранма айланиш спектрлари яқин инфрақизил соҳада кузатилади.

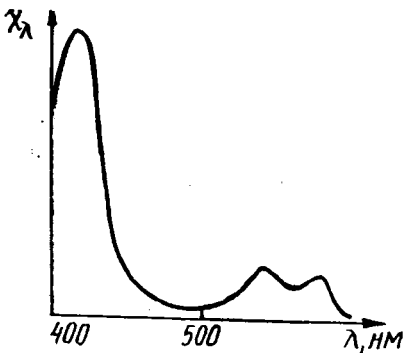
$\Delta E_{эл} \neq 0$ да одатда бир вақтда $\Delta E_{теб} \neq 0$, $E_{айл} \neq 0$ бўлади. Электрон-тебраниш, аниқроғи электрон-тебраниш-айланишли спектрлар ҳосил бўлиб, улар турли чизиқлардан, чизиқлар эса ўз навбатида айланиш ўтишларига мос бўлиб, зич жойлашган чизиқлардан иборат бўлади.

29.7, а-расмда азот молекуласининг электрон-тебраниш спектри, 29.7, б-расмда эса чизиқлардан бирининг айланма парчаланиши келтирилган.

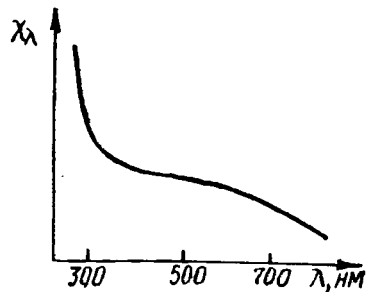
Чиқариш ва ютилиш электрон тебранма айланишли спектрлари кўринувчи ва ультрабаифша соҳаларда кузатилади.

Айрим молекулалар спектрларининг ўзига хос спецификаси сифатий ва миқдорий спектрал анализларнинг асосида ётади. Молекуляр спектрлар молекулалар тузилишидан ташқари, улардаги ўзаро таъсирлар характерици ҳам текширишга имкон беради.

Ютилишнинг молекуляр спектрлари (абсорбцион) биологик функционал молекулалар ҳақидаги информациянинг муҳим манбаи бўлиб ҳисобланади ва замонавий биохимия ҳамда биофизика ишларида кенг қўламда қўлланилади. Кўп ҳолларда бу спектрлар юқорида баён этилган айрим қисмларини ажратмасдан, яъни спектрлар тарзида қайд қилинади. Масалан, 29.8-расмда эритро-



29.8-расм



29.9-расм.

цит суспензиясининг ютилиш спектри келтирилган. Одам терисининг ютиш спектри 29.9-расмда тасвирланган, унинг ультраби-нафша қисмида ютилиш кўрсаткичи юқори ва терининг энг юқори қатламларигина нурланишни юта олади. Кўринадиган соҳада юти-лиш кўрсаткичи пасаяди ва қизил соҳагача деярли ўзгаришсиз қолади.

29.6-§. ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯНИНГ ҲАР ХИЛ ТУРЛАРИ

Жисмининг берилган ҳароратдаги иссиқлик нурланишидан ортиқча бўлган, ҳамда давомийлиги ҳам нурланувчи ёруғлик тўлқинларининг даври (10^{-15} с) дан анча ортиқ бўлган нур-лашига *люминесценция* деб аталади.

Люминесценцияни баъзи бир бошқа иккиламчи шуълаланиш ҳодисаларидан, масалан, ёруғликнинг қайтиши ва сочилишидан ажрата олиш учун бу таърифдаги давомийлик элементини С. И. Вавилов таклиф этган эди.

Уйғотиш турига кўра люминесценцияни бир неча турга ажра-тадилар.

Зарядланган заррачалар келтириб чиқарган люминесценция-лар; ионлар келтириб чиқарадигани — *ионолюминесценция*; элек-тронлар келтириб чиқарадигани — *катодоллюминесценция*; ядровий нурланиш келтириб чиқарадигани — *радиоллюминесценция* дейилади.

Рентген ва γ -нурланишлари таъсири остида рўй берадиган лю-минесценцияга *рентгенолюминесценция*, фотонлар таъсири остида вужудга келадиганига эса *фотоллюминесценция* дейилади (29.7-§ га қаранг).

Айрим кристалларни ишқалашда, мажақлашда ёки уриб нар-чалашда уларда *триболлюминесценция* вужудга келади. Электр майдон ёрдамида *электрлюминесценция* кузатилади, бунинг хусу-сий кўриниши газ разрядининг шуълаланишидир. Экзотермик хи-миявий реакцияларда кузатилувчи люминесценцияга *хемилюми-несценция* деб аталади (20.8-§ га қаранг).

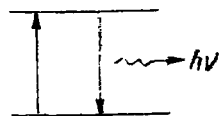
29.7-§. ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ

Баъзан оддий люминесценция деб аталувчи *фотоллюминесцен-ция флуоресценцияга* (қисқа муддатли кейин шуълаланиш) ва *фосфоресценцияга* (нисбатан давомли кейин шуълаланиш) ажраладилар.

Ҳар қандай фотоллюминесценциянинг бошланғич акти бўлиб атом ва молекулаларни $h\nu$ энергияли фотонлар билан уйғотиш ҳисобланади. Одатда бир атомли буғ ва газларда амалга ошадиган энг оддий ҳолларда атом худди ўшандай ν частотали ёруғлик фото-нини чиқариб асосий ҳолатга қайтади (20.10-расм). Бу ҳодисага *резонанс флуоресценция (резонанс сочилиш)* дейилади. Махсус тажрибалар бундай шуълаланиш модда ёритилгандан тахминан 10^{-8} с кейин вужудга келишини кўрсатади ва шунинг учун у бу

сўзнинг одатдаги тушунчасида сочилиш бўлиб ҳисобланмайди.

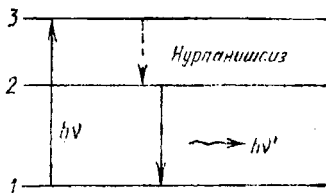
Люминесценцияланувчи бугларда ёт газлар (водород, кислород ва бошқ.) қўшилганда резонансли флюоресценция камаяди. Бу ҳол атом уйғонган ҳолда бўлган вақтида бошқа молекулалар билан тўқнашиши ва унга ўз энергиясини бериши мумкинлиги билан боғлиқдир. Бунда молекуланинг кинетик энергияси ортади, атом эса асосий ҳолатга нурланишсиз ўтади.



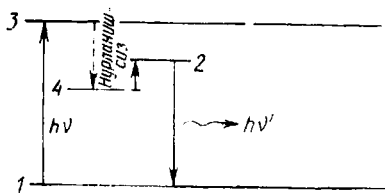
29.10-расм.

Молекуланинг 3-уйғонган ҳолатдан (29.11-расм) 2-ҳолатга нурланишсиз ўтиш эҳтимоли юқорироқдир, кейин эса $h\nu'$ энергияли квантни спонтан ҳолда нурлаб 1-ҳолатга ўтади.

Мураккаб органик молекулаларда уйғотилган 3-ҳолатдан айрим оралик ҳолатга, яъни 4-метастабил ҳолатга ўтиш вужудга келади, бу ҳолатдан эса асосий ҳолатга ўтиш эҳтимоли кам бўлади (29.12-расм). Теварак атрофдаги заррачаларнинг молекуляр кинетик энергияси ҳисобига ёки ёруғлиқнинг янги кванти ҳисобига молекулалар 2-уйғонган ҳолатга, ундан эса асосий — 1 ҳолатга ўтади. Фосфоресценция механизмларидан биттаси ана шундан иборатдир. Қиздириш метастабил ҳолатдан кеттиш эҳтимолигини оширади ва фосфоресценцияни кучайтиради.



29.11-расм.



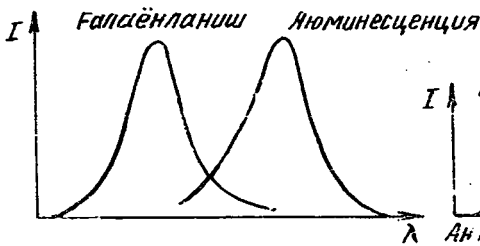
29.12-расм.

Фотолюминесценция учун асосан Стокс қонуни тўғридир: люминесценция спектри шу люминесценцияни келтириб чиқарувчи спектрга нисбатан узун тўлқинлар томонга силжиган бўлади (29.13-расм).

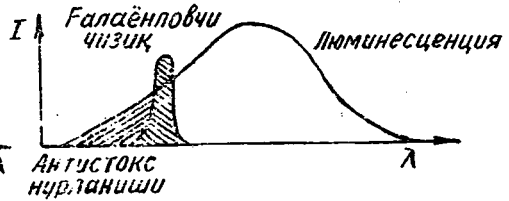
Ҳақиқатан ҳам, 29.10-расмдан кўришиб турибдики, нурланувчи фотоннинг энергияси $h\nu'$ ютилган фотоннинг энергияси $h\nu$ дан катта эмас:

$$h\nu' \leq h\nu, \quad (29.21)$$

бундан $\lambda' \geq \lambda$. Стокс қонунидан четланувчи антистокс люминесценция деб аталувчи люминесценция ҳам мавжуд. Бу фотолюминесценцияни айрим спектрал чизиқ билан, яъни монохроматик ёруғлик билан уйғотилган вақтда айниқса яхши кўринади (29.14-расм). Антистокс нурланиш аввалдан уйғонган ҳолатда турган заррачаларни уйғотишда вужудга келади (29.15-расм, 3-сатҳ),



29.13-расм.



29.14-расм.

2-ҳолатдан 1-асосий ҳолатга ўтишда $h\nu'$ энергия нурланади. Расмдан кўришиб турибдики,

$$h\nu' > h\nu \text{ ёки } \lambda' < \lambda. \quad (29.22)$$

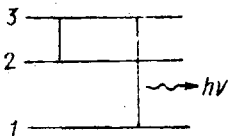
Бир қатор биологик функционал молекулалар, масалан оқсил молекулалари, флуоресценцияга эгадирлар. Флуоресценция параметрлари флуоресценцияланувчи атроф молекулалар структурасига сезгирдирлар, шунинг учун ҳам люминесценция ёрдамида химиявий ўзгаришларни ва молекулараро ўзаро таъсирларни ўрганиш мумкин.

Кейинги ўн йилликлар давомида мембранали системаларга ташқаридан қўшилаётган махсус флуоресценцияланувчи молекулалар кенг қўламда қўлланила бошланди. Бундай молекулалар флуоресцент зондлар (мембрана билан ноковалент боғланиш), ёки флуоресцент белгилар (химиявий боғланиш) деган номни олганлар.

Зондлар ва белгилар флуоресценциясининг ўзгаришлари оқсил ва мембраналардаги конформацион қайта қурилиш (тузилиш)ларни топиш имконини беради.

Фотолюминесценциянинг тиббий мақсадлар учун баъзи бир қўлланишларини кўриб чиқамиз.

Объектларни текшириш мақсадларида уларнинг люминесценциясини кузатишга асосланган люминесцент анализдан озиқ-овқат маҳсулотлари бузилишининг бошланғич босқичини аниқлашда, фармакологик препаратларни навларга ажратишда ва баъзи бир касалликларнинг диагностикасида фойдаланилади. Жумладан, замбуруғ билан зарарланган сочлар ва қазғоқлар ультрабинафша нурлар таъсирида очиқ-яшил люминесцент шуълаланишни беради. Тери капиллярларининг сингдирувчанлигини тери остига бўёвчи люминесцент моддалар киритиш йўли билан аниқлаш мумкин.



29.15-расм.

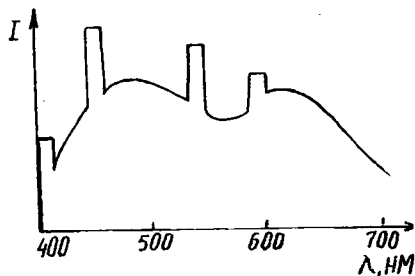
Энг қулай шароитларда люминесцент анализ 10^{-10} г миқдордаги люминесцентловчи моддаларни топишга имкон беради.

Микроскопик объектларнинг люминесцент анализини махсус люминесцент микроскоплар ёрдамида ўтказадилар, бундай микроскопларда

одатдаги ёруғлик манбаидан фарқли равишда юксак ва ўта юксак босимли симоб лампалари ва иккита ёруғлик филтрларидан фойдаланадилар. Улардан бири конденсор олдига жойлашган бўлиб, ёруғлик манбаи спектридан объектининг люминесценциялавишини келтириб чиқарувчи соҳани ажратади, объектив ва окуляр орасида жойлашган бошқаси эса люминесценция ёруғлигини ажратади.



29.16-расм.



29.17-расм.

Фотолюминесценция асосида спектри чўғланма лампалариникидан кўра кўпроқ кундузги ёруғликка мос келадиган ёруғлик манбалари ёритилган.

Бу ҳам ишлаб чиқариш, ҳам гигиена мақсадлари учун аҳамиятга моликдир. Кундузги ёруғлик лампаси деб аталувчи бундай люминесцент лампаларда паст босимли симоб буғларида электр разряди (электрлюминесценция) кечади. Оддий шишадан ясалган (29.16-расм) лампанинг ички сиртига симоб буғлари нурланишининг таъсири остида фотолюминесценцияланувчи юпқа люминофор қатлами суртилган.

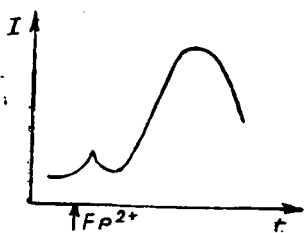
Люминофор таркибини ўзгартириб, энг қулай фотолюминесценция спектрини танлаб олиш мумкин. 29.17-расмда эҳтимолий бўлган спектрлардан бири кўрсатилган, интенсив чизиқлар нурланишлари қисман люминофор орқали ўтувчи симоб буғларининг спектрларига мосдир.

29.8-§. ХЕМИЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ

Химиявий реакцияларда кузатилувчи люминесценцияга *хемилюминесценция* деб аталади.

У бевосита ё реакция маҳсулоти томонидан, ё реакция маҳсулотидан энергияни олиб ўтиш натижасида уйғонувчи бошқа компонентлар томонидан чиқарилади.

Хемилюминесценция ёрқинлиги, яъни вақт бирлиги ичида чиқарилаётган квант сонлари реакция тезлигининг ва хемилюминесценция эффективлигининг ошиши билан ўсиб боради. Хемилюминесценция эффективлиги — реакциянинг битта актига тўғри келувчи квантларнинг ўртача сонидир. Хемилюминесценция ёрдамида моддаларнинг таркибини аниқлаш мумкин (хемилюминесцент анализ).



29.18-расм.

Хемилюминесценция рўёба чиқинчи-нинг хусусий ҳоли биологик объектлар-нинг химиявий, реакциялари қузатилув-чи шуълаланишдир. Бу *биоҳемилюминес-ценция дейилади*. Ялтироқ қўнғиз ва био-логик чириндларнинг нурланиши био-ҳемилюминесценция (биолюминесценция) га мисол бўла олади.

Кам интенсивли биолюминесценция биофизиклар томонидан *ўта заиф шуълаланиш* деб ном олган, бир қатор олимлар томонидан, жумладан Ю. А. Владимиров томонидан жуда актив ўрганилган.

Биологик системаларда хемилюминесценция эркин радикалли липидларнинг рекомбинацияси натижасида вужудга келиши кўрсатилган эди: $RO_2 + RO_2 \rightarrow$ уйғонган маҳсулот \rightarrow маҳсулот + хемилюминесценция кванти.

Текширилувчи биологик системаларга масалаи, икки валентли темир тузларини қўшганда хемилюминесценция интенсивлиги сезиларли даражада ортади. 29.18-расмда митохондрия сусензияси-га икки валентли темир киритилганда интенсивлигининг ўсиб бо-риши кўришиб турибди. Агарда шунга ўхшаш тажрибани йиринг-ли аппендицит ва холецистит пайтидаги қон плазмаси билан қи-либ кўрилса, шуълаланиш биринчи ҳолда жуда кучсиз бўлишини қузатиш мумкин. Шундай қилиб, хемилюминесценцияни диагнос-тик метод сифатида қўллаш мумкиндир.

29.9§-ФОТОБИОЛОГИК ЖАРАЁНЛАР

Фотобиологик жараёнлар деб ёруғлик квантларининг биоло-гик функцияли молекулалар орқали ютилиши билан бошла-либ, организм ва тўқималарда тегишли физиологик реакция-лар билан тугайдиган жараёнларга айтилади.

Биологик жараёнлар кечилишига ёруғлик кўрсатадиган таъсир-нинг муҳим характеристикаси — фотобиологик таъсир спектрлари, яъни фотобиологик эффеќтнинг таъсир этаётган ёруғликнинг тўл-қин узунлигига боғлиқлигидир. Фотобиологик таъсир спектрлари спектрнинг қайси соҳаси биологик жараённи энг эффеќтив равиш-да юзага келтираётганини, шунингдек бундай таъсирнинг меха-низмини аниқлаш имконини беради.

Шифокорга бундай фотобиологик жараёнларни билши кўриш механизmlарини тушуниб олиш (29.10-§ га қ.) ва УВ-нурланиш-нинг тўқималарга турлича таъсирларини баҳолаш учун зарурдир (27.7-§ га қ.).

Ёруғлик квантини ютиб молекула ғалаёиланади (29.2-§ га қ.). Ғалаёиланиш энергияси бошқа молекулаларга узатилиши мумкин. Фотобиологик жараён учун бундай ғалаёиланиш натижасида хи-миявий реакция юз бериши (фотохимик реакция) хосдир. Бирлам-чи фотохимик актдан сўнг реакциялар шунлай ривожланадики,

бунда ёруғликнинг мавжудлиги шарт бўлмайди (қоронгулик реакциялари), охир-оқибатда уларнинг бари биологик системанинг ёруғликдан таъсирланишига олиб келади.

Бу жараённинг бошлангич bosқичларини — ёруғликнинг ютилишини ва бирламчи фотохимик реакцияни миқдорий жиҳатдан кўриб чиқайлик.

29.2-§ даги каби молекуланинг фотонни ютиш эффе́ктив кесими σ тушунчасини киритамиз. Хусусий кўрилаётган ҳолда Бугер — Ламберт — Бер қонунини келтириб чиқаришдан фарқли қуйидагиларни инобатга оламиз: биринчидан, ёруғлик таъсири остида фотонларни ютаётган молекулалар сонининг камайишини ҳисобга оламиз, чунки фотонлар таъсири натижасида улар бошқа хил молекулаларга айланадилар; иккинчидан, ёруғлик интенсивлиги I_0 ўзгармас ва бутун суюқлик ҳажмида бир хил деб ҳисоблаш учун кўрилаётган суюқликнинг етарли даражада юпқа қатламини кўриб чиқамиз.

Молекулалар концентрациясининг ёруғлик таъсири остида элементлар камайиши dn :

— молекулаларнинг концентрацияси n га;

— ютилишнинг эффе́ктив кесими σ га;

— нурланиш вақти dt га;

— ёруғлик оқими Φ_0 ёки интенсивлиги I_0 га, яъни вақт бирлигида бутун суюқликка тушаётган (оқим учун), ёки кювета томонининг 1 м^2 юзасидан ўтаётган (интенсивлик учун) фотонлар сонига пропорционал бўлади:

$$dn = -\varphi_x I_0 \sigma n dt. \quad (29.23)$$

Бу тенгламадаги « — » ишора вақт ўтиши билан молекулалар сонининг камайишини билдиради. φ_x — ёруғлик фотонининг ютилиши натижасида фотохимик реакцияга киришган молекулалар мавжуд молекулаларнинг қандай қисмини ташкил этишини кўрсатувчи коэффициент бўлиб, у фотохимик реакциянинг квант чиқини коэффициенти деб аталади.

(29.23) тенгламадаги ўзгарувчиларни ажратиб, интеграллаймиз:

$$\int_{n_0}^{n_t} \frac{dn}{n} = -\varphi_x I_0 \sigma \int_0^t dt,$$

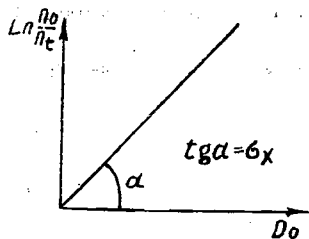
бу ерда n_0 — молекулаларнинг бошлангич концентрацияси, n_t — молекулаларнинг t пайтдаги концентрацияси. Натижада

$$\ln(n_t / n_0) = -\varphi_x I_0 \sigma t,$$

ёки

$$\ln(n_0 / n_t) - \varphi_x I_0 \sigma t = D_0 \tau_x. \quad (29.24)$$

ни ҳосил қиламиз. Бу ерда $I_0 t = D_0$ — нурланиш дозаси, $\sigma \varphi_x = \sigma_x$ эса молекуланинг фотохимик реакция учун кўндаланг кесим юзаси бўлиб, у фотоннинг молекула билан бундай таъсирлашуви



29.19-расм.

эҳтимоллигига (бунинг натижасида фотохимиявий реакция юз беради) пропорционалдир.

σ_x катталикнинг қийматини аниқлаш учун $\ln(n_0/n_1) = f(D_0)$ боғланишининг графиги чизилади. Ҳосил бўлган боғланишни ифодаловчи тўғри чизик кесмасининг оғиш бурчаги, яъни $\text{tg } \alpha$ дан σ_x нинг қиймати топилади (29.19-расм).

Фотохимияда таъсир спектри деб $\sigma_x(\lambda)$ боғланишга айтилади. Бу боғланишни, хусусий ҳолда ўринли бўлган $\sigma_x = \sigma_f$ тенг-

ламадан аниқлаш мумкин. Гап шундаки, аралашмаларда фотохимик реакцияларнинг квант чиқиши катталиги таъсир этаётган ёруғлик нурунинг тўлқин узунлигига боғлиқ бўлмайди ($\phi_x = \text{const}$). Физикавий жиҳатдан бу — молекула таъсир этаётган ёруғликнинг $h\nu$ энергияси қийматининг қандай бўлишидан қатъий назар ғалаёнланиб, фотохимик ўзгариш жараёнини бошлаб юбориши мумкин, демакдир. Буни назарда тутган ҳолда, таъсир спектри $\sigma_x(\lambda)$ ва ютилиш спектри (29.2-§ га қаранг), яъни $\sigma(\lambda)$ боғланиш, бир хил кўринишга эга бўлиб, фақат ўзгармас кўпайтувчи ϕ_x катталikka фарқланади, деган хулосага келиш мумкин. Бу хусусият фотобиологик таъсир спектрини ҳар хил биологик бирикмаларнинг ютилиш спектри билан солиштириб, ёруғлик таъсирини ва хусусий ҳолда УБ — нурларнинг бирламчи таъсир механизмларини аниқлашга имконият беради.

Масалан, шу усул билан УБ нурлар таъсири остида бактерияларнинг нобуд бўлишини кўрсатувчи эгри чизик (фотобиологик таъсир спектри) нуклеин кислоталарнинг ютилиш спектри каби эканлиги аниқланган. Бу эса, ўз навбатида, бактерияларнинг нобуд бўлишига асосан нуклеин кислоталарнинг шикастланиши сабаб бўлади, деган хулосага олиб келган.

29.10-§. КҮРИШ СЕЗГИРЛИГИНИНГ БИОФИЗИК АСОСЛАРИ

26.4-§ да кўзнинг ёруғлик нуруни ўтказувчи қисмининг хусусиятлари кўрилган эди. Кўзнинг ёруғлик нуруни қабул қилиши фотобиологик жараёндир, шу туфайли бу ерда ёруғлик қабул қилувчи аппаратнинг ишлаш механизми кўриб чиқилади.

Таёқча ва қолбачанинг нурга сезгир кўриш тўқималари нур сезгисининг юзага келишида турлича роль ўйнайди. Таёқчалар ёруғликка жуда сезгирдирлар, лекин ранг ажратмайдилар. Нур сезувчи қолбача ҳужайралари эса ранг ажрата олиш қобилиятига эгадирлар; бундан ташқари, буюм етарлича ёритилган бўлганда улар тасвир деталларини қабул қилишга сезгир бўладилар, шунинг учун кўзнинг ажрата олиш қобилияти мазкур нур сезувчи ҳужайраларнинг кўз пардасида жойлашишига боғлиқ бўлади (26.4-§ га қаранг).

Таёқча ҳужайралари (ғира-шира) шом ва ахроматик сезги

аппаратига, колбача ҳужайралари эса кундуз ва ранг ажратиш аппаратларига тааллуқли деб ҳисобланади.

Аввал кўзнинг ёруғликка ва рангга сезгирлигининг баъзи умумий хусусиятларини кўриб чиқамиз.

Кўзнинг ёруғликка сезгирлиги деб, бошланғич ёруғликка, яъни муайян шароитда кўриш сезгисини туғдира олиш қобилиятига эга бўлган минимал ёруғлик қийматига айтилади.

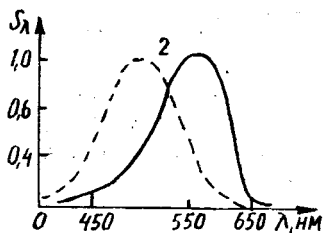
Кўзнинг ёруғлиги сезгирлиги кўриш *адаптацияси* — турли ёруғликларга мослашиш қобилияти туфайли катта чегараларда ўзгариши мумкин. Бу мослашув қуйидагича амалга ошади: 1) Кўз қорачиғи диаметрини 2 мм дан 8 мм гача ўзгартириш ва шу билан таъсир этаётган ёруғлик оқими қийматини 16 марта кўпайтириш билан; 2) ёруғликка сезгир бўлган ва парчаланмаган модданинг миқдорини (концентрациясини) камайтириш билан; 3) томир қобиғида жойлашган ва мослашиш жараёнида шишасимон танача томонга силжий оладиган колбача ва таёқча ҳужайраларини қорамтир пигмент билан экранлаш орқали; 4) кузатилаётган жисмининг ёритилганлигига қараб кўриш сезгисини, тасвири ҳосил қилишда қатнашадиган таёқча ва колбача ҳужайралари миқдорини ўзгартириш билан.

Мослашиш хусусияти (адаптация), ёритилганлик 10^{-7} кд/м² дан 10^5 кд/м² гача бўлган ораликда кўзнинг нормал ишлашига ёрдам беради. Тим қоронғиликка мослашув кўз аппаратига ҳар секундда энг камида юзга яқин фотонни сезишга имкон беради. Бу фотонларнинг фақатгина 10 Ҷоизи тўр тўқималаридаги таёқча ҳужайраларининг сезгир пигментлари молекулалари томонидан ютилади, қолганлари эса шохпардадан қайтади, кўз системасининг бошқа оптик муҳитларида ютилади ёки тўр тўқималаридан ўтиб эпителий ҳужайраларининг пигментларида ютилади. Тўр қобиқни қопловчи эпителиал ҳужайраларнинг пигментлари мавжудлиги туфайли кўзнинг орқа деворида ёруғликнинг синиши ва қайтиши кўп миқдорда сусаяди.

Одамнинг кўзи тўлқин узунлиги тақрибан 40 нм дан 760 нм гача бўлган ораликдаги электромагнит тўлқинларни сезади. Кўзнинг спектрал сезгирлиги *нурланишнинг кўринувчанлиги* билан характерланади:

$$S_{\lambda} = d\Phi / d\Phi_{\lambda}, \quad (29.25)$$

бу ерда $d\Phi$ — ёруғлик оқими; $d\Phi_{\lambda}$ — шу ёруғлик оқимини вужудга келтирувчи нурланиш қуввати; $d\Phi$ ва $d\Phi_{\lambda}$ ларнинг қиймати тўлқин узунлигининг етарлича кичик, яъни λ дан $\lambda + d\lambda$ гача бўлган қийматлари учунгина ўринлидир деб ҳисобланади. Одам кўзи одатда тўлқин узунлиги $\lambda = 555$ нм га тенг бўлган монохроматик сариқ-яшил ёруғлик нурига энг сезгир бўлади. Бу ҳолда қуввати 1 Вт га тенг бўлган нурланиш ёруғлик оқими 683 лм га мос бўлган ёруғлик сезгисини ҳосил қилади. Юқоридаги (29.25) дан, бу тўлқин узунлиги учун $S_{\lambda} = 555$ нм = 683 лм/Вт нурланиш кўринувчанлигига эга бўламиз.



29.20-расм.

Нисбий кўринувчанлик қуйидагига тенг бўлади:

$$S_{\lambda} = S_{\lambda} / S_{\lambda \max}, \quad (29.26)$$

бу ерда $S_{\lambda \max}$ — берилган нурланиш спектрининг максимал кўринувчанлиги. 29.20-расмда кундуз 1 ҳамда (гира-шира) шом 2 нури кўринувчанлиги S_{λ} нинг ёруғликнинг тўлқин узунлигига боғланиш эгри чизиқлари келтирилган. Аслида, бу

эгри чизиқлар фотобиологик таъсир спектрларидир. Юқорида қайд қилинганидек, кундузги кўринувчанлик учун $S_{\lambda \max}$ га тўғри келадиган максимал тўлқин узунлиги $\lambda = 555$ нм ни, шом пайтида эса $\lambda = 510$ нм ни ташкил қилади. Шом пайтида кўзнинг ранг ажратиш қобилияти сусайиб, турли хил ранглар кўкимтир-қулранг тусда қабул қилинади.

Кундузги кўринувчанлик эгри чизиғининг максимум қиймати қуёш нурланишининг Ер атмосферасидан ўтиб, унинг сиртига етиб келадиган қисмининг максимум қийматига мос келади (27.4-§ га қ.), кўз системасининг мукамаллиги шунда намоён бўлади.

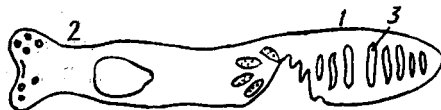
Таёқча ҳужайралари (29.21-расм) ёруғликка сезгир ташқи 1 ва ички 2 сегментлардан иборат бўлиб, ички сегментда ҳужайранинг ишлашини таъминловчи ядро ва митохондриялар жойлашган бўлади. Ташқи сегментнинг ичида диаметри 6 мкм га тенг бўлган юпқа дисклар 3 жойлашган бўлади. Бу дискларнинг ҳар бири икки қават мембранадан ташкил топган бўлиб, шакл жиҳатидан пачоқланган липосомага ўхшаш бўлади (131-§ га қ.). Ушбу кўриш дискларига кўриш пигменти — родопсин жойлашган бўлади. Ҳар бир ҳужайрада бир неча юзлаб кўриш дисклари мавжуд бўлади. Ички сегментдан перв толаларигача боғланма бўлади.

Родопсин — молекуляр массаси 40 000 га тенг бўлган мураккаб тузилган оқсилдир. Агар унинг шаклини сферик деб қабул қилсак, унинг молекуласининг диаметри 4 нм га тенг бўлади. Родопсин опсин оқсидан ва ретиналь деб аталадиган хромофор группасидан ташкил топган бўлади.

Умуман, ретиналь бир неча фазовий изомерларга эга бўлиши мумкин, аммо опсин билан унинг фақат II-дисретиналь изомери боғланади (29.22-расм). Ёруғлик таъсирида ретиналь родопсиндан узилиб, энг турғун бўлган узлуксиз трансизомерга айланади.

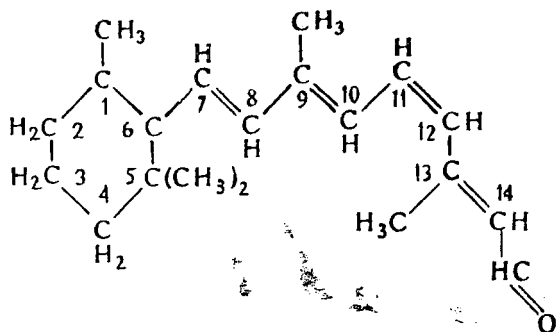
Ретиналь структурасининг ўзгариши натижасида дискларнинг мембраналаридаги родопсиннинг ўзгариши билан боғлиқ ўзгаришлар юз беради. Бу ҳолда родопсин дисклараро гидрофил сиртдан мембраналарнинг ички гидрофоб фазасига кўчади.

Агар қоронгида дискларнинг мембраналари Na^+ , K^+ , Ca^{2+} ва



29.21-расм.

ҳоказо ионларини ўзи-
дан ўтказмайдиган бўл-
са, ёруғлик таъсири
остида родопсиннинг
конформацион ўзгари-
ши юз бериши натижа-
сида баъзи ионлар
учун «ўтказувчан» бў-
либ қолади. Бунда ро-
допсиннинг роли шун-
дан иборатки, у ёруғ-
лик таъсири остида
дискларда баъзи ион-
лар учун «тешиклар»
ҳосил бўлишига ёрдам



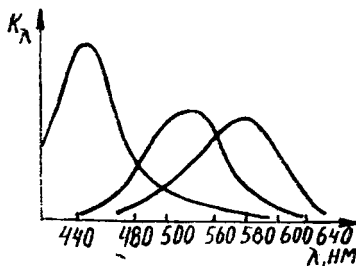
29.22-расм.

беради, ташқи мембранада эса натрий ионлари учун каналларни ёпади. Нерв импульсларини вужудга келтириш учун керак бўлган потенциаллар айирмаси худди мана шу йўсинда ҳосил бўлади. Тўр тўқимадаги таёқча ҳужайраларининг ташқи сегментларининг хусусияти шундаки, қоронғиликда потенциал бошқа тўқималарнинг потенциалларидан фарқли ўлароқ, натрий табиатига эга бўлади (13.7-§ га қ.). Ёруғлик таъсири остида родопсиннинг структураси ўзгариши натижасида мембраналарнинг Na^+ иони учун ўтказувчанлиги кескин камаяди, лекин бошқа хил ионлар учун ўзгармай қолаверади. Бу ҳолда K^+ ионлари учун ўтказувчанлик қиймати энг юқори бўлади, ҳосил бўлган потенциал калий табиатли бўлиб, унинг ишораси ўзгаради. Бунинг натижасида, мавжуд барча ҳужайралардан фарқли равишда таёқча ҳужайрасининг ташқи сегментидаги цитоплазматик мембранасининг потенциали ташқида манфий, ҳужайра ичкарисида мусбат ишорага эга бўлади.

Колбача ҳужайралари пигменти таркибида ҳам родопсин каби II-қис-ретинаял мавжуд бўлади, ammo бу пигментнинг оқсилли қисми бошқача бўлади ва шу туфайли иодопсин деб аталади.

Колбача ҳужайраларининг баъзи хилларининг ютилиш спектрларини ўлчаш натижаси шунини кўрсатадики, ҳар бир хил ҳужайра бир-биридан фарқли маълум бир хил иодопсинга эга бўлар экан. Одамнинг колбача ҳужайралари ютилиш максимумлари тўлқини узунлиги 445, 535 ва 570 нм га тенг иодопсинлардан ташкил топган (29.23-расм). Мавжуд бўлган уч компонентли ранг сезиш назариясига ҳам шулар асос қилиб олинган.

Баъзи бир генетик касалликлар натижасида оқсил-иодопсинларнинг синтезланиши бузилади ва кўз қизил ҳамда яшил ранглارни ажратиш қобилиятидан маҳрум бўлади (дальтонизм).



29-23-расм.

Лазерлар. Радиоспектроскопия



Бу бобда, ўтган бобдаги каби, асосан атом ва молекулалар томонидан энергиянинг нурланишига ва ютилишига боғлиқ ҳодисалар қараб чиқилади. Лазер қурилмалари ва магнит резонанси ҳодисаси сўнгги вақтларда тиббиётда актив қўлланила бошланди.

30.1-§. ЛАЗЕРЛАР (ОҚГ) ВА УЛАРНИНГ ТИББИЁТДА ҚЎЛЛАНИЛИШИ

Ёруғлик ва радиотўлқинлар умумий табиатга эга бўлишларига қарамасдан оптика ва радиоэлектроника узоқ йиллар давомида бир-бирига боғлиқ бўлмаган ҳолда мустақил ривожланиб келди. Кўп вақтгача ёруғлик манбалари, яъни уйғонган заррачалар ва радиотўлқинли генераторлар жуда кам умумийликка эгадирлар деган фикрда бўлиди. Фақатгина асримизнинг ўрталаридан бошлаб молекуляр кучайтиргичлар ва радиотўлқинли генераторлар бўйича ишлар пайдо бўла бошлади, бу эса ўз навбатида физиканинг янги мустақил соҳаси — квант электроникасининг бошланиш ~~даври~~ бўлди.

Квант электроникаси квант системаларининг мажбурий нурланишларидан фойдаланиб электромагнит тебранишларни кучайтириш ва генерациялаш методларини ўргатади (29.1-§ га қаранг). Билимнинг бу соҳасидаги ютуқлар тиббиётда ненг кўламда ўзининг таъбиқини топмоқда.

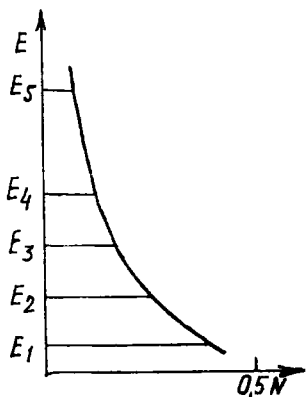
Квант электроникаси асосида ётувчи баъзи бир ҳодисалар билан танишамиз.

Мажбурий (индукцияланган) нурланишларда бир секунд ичида содир бўлувчи ўтишлар сони шу вақт ичида моддага бориб тушувчи фотонлар сонига, яъни ёруғлик интенсивлигига боғлиқдир. Бундан ташқари, мажбурий ўтишлар ўзининг мос келувчи уйғонган мажбурий энергетик ҳолатларининг тўлдирилганлиги ёки бошқача қилиб айтганда, кўчириб ўтилганлиги (кўчириб жойлаштирилганлиги) билан аниқланади.

Индукцияланган нурланиш ҳамма жиҳатдан, шу жумладан, фаза жиҳатидан ҳам, тушувчи нурланишга айнан ўхшашдир. Шунинг учун электромагнит тўлқинларнинг когерент кучайтирилиши ҳақида гапириш мумкин.

Алоҳида заррача учун, агарда у асосий ҳолатда бўлса, мажбурий ютилиш ва агар у ғалаёнланган бўлса, нурланиш, тенг эҳтимолдир (29.1, б-расмга қаранг). Шунинг учун, ҳатто агар мода ичидаги уйғотилган заррачалар сони уйғотилмаган заррачалар сонига тенг бўлса ҳам, тушувчи электромагнит тўлқинлар кучаймайди. Аслида эса, модданинг одатдаги ҳолатида уйғотилмаган заррачалар сони қандайдир уйғотилган сатҳдаги заррачалар сонидан кўпроқ бўлади. Шундай қилиб, тўлқинни кучайтириш учун шаронт янада ёмон бўлади.

Заррачаларнинг энергетик сатҳлар бўйича тақсимланиши Больцман қонуни билан изоҳланади. Бу қонун энергетик сатҳлар билан биргаликда график тарзда 30.1-расмда кўрсатилган. Расмдаги ҳар бир сатҳнинг «узунлиги» мос энергияга эга бўлган заррачалар сонига пропорционалдир.



30.1-расм.

Ҳеч бўлмаганда икки сатҳ учун заррачаларнинг Больцман тақсимотига тескари бўлган тақсимот (*инверсион тўлдирилганлик*) мавжуд бўлган актив муҳитдан фойдаланиб электромагнит тўлқинларни кучайтириш мумкин.

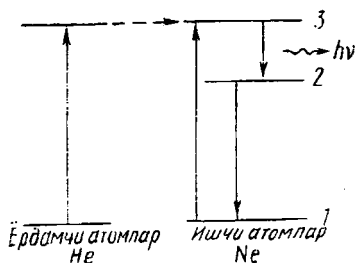
Бу ҳолат $T < 0$ К ҳол учун расмий равишда Больцман тақсимотидан олинади, шунинг учун манфий ҳароратли ҳолат деб аталади. Бундай муҳитда ёруғлик тарқалгани сари унинг интенсивлиги ортиб боради ва ютилишга тескари бўлган ҳодисага эга бўлинади. Бу Бугер қонуни (24.3) да $k < 0$ эканлигини билдиради. Шунинг учун инверсион тўлдирилганлик манфий ютилиш кўрсаткичи муҳитга мос келади.

Мос келувчи заррачаларни саралаб олиб ёки заррачаларни атайлаб масалан, ёруғлик ёки электр разряд билан, уйғотиб инверсион тўлдирувчанлик ҳолатини яратиш мумкин. Манфий ҳароратли ҳолат ўзича узоқ вақт мавжуд бўлолмайди.

Мажбурий нурланиш ҳодисасидан квант генераторларида (кучайтиргичларда) фойдаланилади. Биринчи бўлиб бундай УЮЧ диапазонида ишлайдиган генератор (лазер) ни 1955 йилда бир-бирларидан мустақил равишда совет олимларидан Н. Г. Басов ва А. М. Прохоровлар ҳамда америкалик — Ч. Таунс ва бошқалар яратдилар*. Бу асбобнинг ишлаши аммиак молекулаларининг мажбурий нурланишига асосланганлиги учун, бундай генераторлар *молекуляр генераторлар* деб номланди.

1960 йилда кўринувчи диапазонда ишловчи биринчи квант ге-

* Бу ишлари учун 1964 йилда Н. Г. Басов, А. М. Прохоров ва Ч. Таунсга Нобель мукофоти берилган.



30.2-расм.

чи атомлар бўлиб, гелий атомлари ёрдамчи ролни ўйнайди. 30.2-расмда гелий ва неон атомларининг энергетик сатҳлари кўрсатилган. Электр разряди вақтида неон атомларининг бир қисми 1-асосий сатҳдан 3-уйғотилган сатҳга ўтади. Соф неон учун бу сатҳдаги яшаш вақти кичик ва атомлар 1- ёки 2-сатҳларга ўтади, яъни Больцман тақсимоти амалга ошади. Инверсион тўлдирилганликни ҳосил қилиш учун бирор йўл билан 3-сатҳдаги кўчиб ўтишни кўпайтириб, 2-сатҳдагисини камайитириш керак.

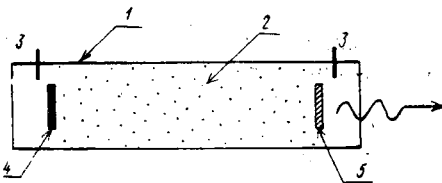
Гелий атомлари 3-сатҳдаги тўлдирилганликни оширишга ёрдам беради. Гелийнинг галаёпланган биринчи сатҳи неоннинг 3-сатҳига тўғри келади, шунинг учун галаёпланган гелий атоми галаёпланмаган неон атоми билан тўқнашган пайтда энергия узатилиши содир бўлади.

2-сатҳни биров бўшатиш учун газ разрядли трубка ўлчови шундай танланадики, унинг деворларига урилиш вақтида неон атоми 2-сатҳдан 1-сатҳга ўтаётган ўз энергиясини беради. Ана шу тарзда неон 2- ва 3-сатҳларининг стационар инверсион тўлдирилганлиги таъминланади.

Гелий-неонли лазернинг (30.3-расм) асосий конструктив элементи одатда диаметри тахминан 7 мм бўлган кварцли газ разрядли трубка 1 бўлади. 2-трубкада 1 ГПа атрофидаги босим остида гелий ва неон аралашмаси бўлади (гелий неондан тахминан 10 марта кўп бўлади). Газ разрядини вужудга келтириш учун трубкага 3 электродлар ўрнатилган. Трубка учларида ясси-параллель кўзгулар 4 ва 5 жойлашган бўлиб, улардан бири (5) ярим шаффофдир. Мажбурий нурланиш вақтида пайдо бўлувчи фотонлар ўз ҳаракатларининг йўналишига кўра ё трубканинг ён сиртидан учиб чиқади, ёки кўзгулардан кўп марта қайтиб, мажбурий ўтишларни вужудга келтиради. Шундай қилиб, кўзгуларга перпендикуляр бўлган даста энг кўп марта қайтиб ярим шаффоф кўзгу 5 орқали, ташқарига чиқади.

** Лазер номи инглизча Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (ёруғликни мажбурий нурланиш воситасида кучайтириш) дан тузилган аббревиатурадир.

Бу — узлуксиз ишловчи лазердир. Неоннинг 2- ва 3-сатҳлари мураккаб структурага эга бўлганликлари учун (30.2-расмда бу кўрсатилмаган) ҳам гелий-неон лазерни кўринувчи ва инфракизил диапазон соҳасидаги 30 та тўлқин узунликларига ишлай олади. 4 ва 5 кўзгулар кўп қатламли қилиб қопланади ва интерференция натижасида берилган тўлқин узунлиги учун керакли қайтиш коэффициентни вужудга келтирилади. Жумладан, қизил гелий-неонли лазер тўлқин узунлиги 632,8 нм бўлган нурни нурлантиради.



30.3-расм.

Лазерларнинг қўлланилиши улар нурланишининг хусусиятига асосланган: қатъий монохроматиклик ($\Delta\lambda \approx 0,01$ нм), етарлича катта қувватlilik, дастанинг ингичкалиги ва когерентлик.

Лазерлардан Ер билан Ой орасидаги масофани ўлчашда (олинандиган аниқлик бир неча ўн сантиметр атрофида), голографияда, кичик тешикларни куйдириб очишда, алоқа воситаси сифатида ва бошқа мақсадларда фойдаланадилар.

Лазер тиббиётда ҳам ўз тадбиқини топмоқда. Бунда иккита асосий йўналишни кўрсатиш мумкин.

Биринчиси лазерларнинг биологик тўқималарни емириш хоссига асосланган бўлиб, бу оқсил коагуляцияси билан биргаликда баъзи бир қонсиз кесилшларни бажаришга имкон беради. Бу борада қуйидаги тадқиқотларни кўрсатиш мумкин: кўзнинг тўр пардаси қатламини операциясиз даволаш, бу мақсад учун махсус лазер қурилмаси — офтальмокоагулятор яратилган; хирургияда қон чиқармайдиган ёруғлик пичоғи, — бу стерилизацияга муҳтож эмас; кўз ичидаги суюқликни оқизиб чиқариш учун ўлчови 50—100 мкм бўлган тешикларни лазер билан «тешиб» глаукомани даволаш; рак ҳужайраларини йўқ қилиш; тишларни даволашда дентинни емириш.

Иккинчи йўналиш голография билан боғлиқ (24.8-§ га қараңг). Масалан, тола оптикисидан фойдаланиб гелий-неонли лазер асосида меъда ички бўшлиғининг ҳажмий тасвирини голографик шакллантиришга имкон берувчи гастроскоплар ишлаб чиқарилган.

Шак шубҳа йўқки, яқин йилларда лазер нурланишларининг яна бошқа тиббий тадбиқлари ҳам очилади.

30.2-§. АТОМЛАР ЭНЕРГЕТИК САТҲЛАРИНИНГ МАГНИТ МАЙДОНДА АЖРАЛИШИ

16.1- ва 16.2-§ ларда магнит майдонга жойлаштирилган токли контурга куч momenti таъсир қилиши кўрсатилган эди. Контурнинг турғун мувозанат ҳолатида магнит momenti унинг магнит индукцияси векторининг йўналишига мос келади. Бундай вазиятни ўз ихтиёрига қўйилган токли контур эгаллайди. Заррачалар

нинг магнит моментлари магнит майдонда тамоман бошқача ориентацияланади. Бу масалани квант механикаси нуқтаи назаридан қараб чиқамиз.

28.6-§ да, электрон импульси моментининг маълум бир йўналишдаги проекцияси дискрет қийматларга эга бўлади, деб кўрсатилган эди. Бу проекцияларни кўриш учун бирор йўл билан йўналишни ажратиб олиш лозим. Энг кўн тарқалган усуллардан бири магнит майдонининг берилишидир; бу ҳолда импульсининг орбитал моментининг проекцияси (28.26 га қаранг), спин проекцияси (28.27), электроннинг тўлиқ импульс momenti проекцияси (28.30 га қаранг) ва атом импульси моментининг (28.36 га қаранг) магнит индукцияси вектори йўналиши B га проекцияси аниқлаб олинади.

Импульс momenti ва магнит momenti орасидаги боғланиш (16.54) юқорида санаб ўтилган формулаларни B вектори йўналишига мос келувчи магнит моментининг дискрет проекциясини топиш учун қўллашга имкон беради. Шундай қилиб, классик тасавурлардан фарқли ҳолда, заррачаларнинг магнит моментлари магнит майдонга нисбатан муайян бурчаклар остида ориентацияланади.

Масалан, атом учун (28.96) дан магнит моментининг магнит индукцияси вектори йўналишига проекциясининг қуйидаги қийматларини оламиз:

$$p_{mz} = g \frac{e}{2m} L_{Az} = g \frac{e}{2m} \frac{h}{2\pi} m_J = -g \mu_B m_J, \quad (30.1)$$

бу ерда $\mu_B = eh/(4\pi m)$ — Бор магнетони; g — Ланде қўпайтувчиси (g — фактор), атом энергиясининг берилган сатҳи учун у квант сонлари L , J ва S ларга боғлиқ. (30.1) даги «—» ишора электроннинг заряди манфий бўлганлиги билан боғлиқ.

Магнит майдондаги токли контур энергияси учун (16.21) формулани атомга ҳам тадбиқ этиш мумкин. $p_m \cos \alpha$ нинг магнит моментининг магнит индукцияси вектор йўналишига бўлган проекцияси p_{mz} га тенг эканлигини ҳисобга олиб, қуйидагига эга бўламиз:

$$E_n = -p_m B \cos \alpha = -p_{mz} B = -g \mu_B B m_J. \quad \checkmark$$

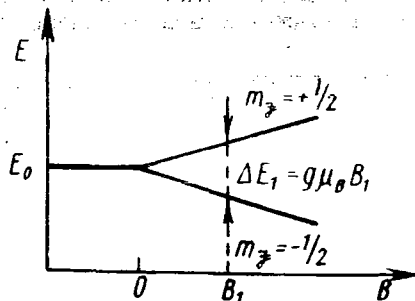
Шундай қилиб, магнит майдон бўлмаганида атом энергияси E_0 эканлигини ҳисобга олганда, магнит майдондаги атом энергияси қуйидаги формула бўйича аниқланади:

$$E = E_0 + g \mu_B B m_J. \quad (30.2)$$

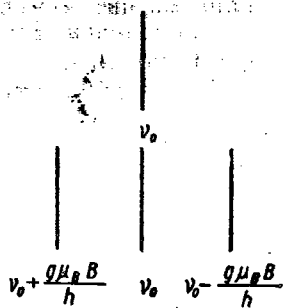
m_J магнит квант сони $+J$ дан $-J$ гача бўлган $2J+1$ та қийматни қабул қила олиши мумкин бўлгани учун, (30.2) дан атомни магнит майдонга жойлаштирганда ҳар бир энергетик сатҳ $2J+1$ та сатҳчаларга ажралиши келиб чиқади.

Бу $J=1/2$ учун 30.4-расмда схематик тарзда кўрсатилган. Қўшни сатҳчалар орасидаги масофа қуйидагига тенг:

$$\Delta E = g \mu_B B. \quad (30.3)$$



30.4-расм.



30.5-расм.

Энергетик сатҳларнинг ажралиши магнит майдонга жойлаштирилган атомларнинг спектрал чизиқчаларининг ҳам ажралишига олиб келади. Бу ҳодиса *Зееман эффекти* деб аталади.

(30.2) ифодани магнит майдони қўйилган ҳолатда E_1 ва E_2 сатҳчалар учун ёзамиз:

$$E_1 = E_{01} + g\mu_B B m_{J_1}, \quad E_2 = E_{02} + g\mu_B B m_{J_2}. \quad (30.4)$$

бу ерда E_{01} ва E_{02} — атомнинг магнит майдон мавжуд бўлмаган пайтдаги энергиялари. (29.1) ва (30.4) лардан фойдаланиб нурланаётган атом нурлари частотасининг ифодасини оламиз:

$$\nu = (E_{02} - E_{01}) / h + \mu_B B (g_2 m_{J_2} - g_1 m_{J_1}) / h = \nu_0 + \Delta\nu, \quad (30.5)$$

$$\text{бу ерда } \nu_0 = (E_{02} - E_{01}) / h \quad (30.6)$$

— спектрал чизиқнинг магнит майдон бўлмаган пайтдаги частотаси;

$$\Delta\nu = \mu_B B (g_2 m_{J_2} - g_1 m_{J_1}) / h \quad (30.7)$$

— спектрал чизиқнинг магнит майдонда ажралиши. (30.7) дан кўришиб турибдики, $\Delta\nu$ магнит квант сонига, Ланде кўпайтувчисига ва майдоннинг магнит индукциясига боғлиқ. Агар $g_1 = g_2 = g$ бўлса, у ҳолда

$$\Delta\nu = g\mu_B B (m_{J_2} - m_{J_1}) / h.$$

Танлаш қондасига мувофиқ магнит квант сони учун қуйидагига эгамиз:

$$\Delta m_J = m_{J_2} - m_{J_1} = 0, \pm 1. \quad (30.8)$$

Бу эҳтимолий бўлган учта частотага мос келади: $\nu_0 + g\mu_B B/h$, ν_0 , $\nu_0 - g\mu_B B/h$, яъни магнит майдонда спектрал чизиқ триплетга ажралади (30,5-расм).

Бундай ажралиш *нормал ёки оддий Зееман эффекти* деб аталади; у фақат кучли магнит майдонлардагина кузатилади.

Кучсиз магнит майдонларда *аномал Зееман эффекти* кузатилади, бу ҳолда $g_1 \neq g_2$ ва спектрал чизиқларнинг ажралиши анча мураккаброқ бўлади.

30.3-§. ЭЛЕКТРОН ПАРАМАГНИТ РЕЗОНАНС ҲАМДА УНИНГ БИОЛОГИЯ ВА ТИББИЁТДА ҚўЛЛАНИЛИШИ

Магнит майдонга жойлаштирилган атомнинг битта сатҳининг сатҳчаларидан ўзаро бир-бирига Спонтон ўтишлар эҳтимоли кам бўлади. Бироқ, бундай ўтишлар ташқи электромагнит майдон таъсирида амалга оширилади. Бунинг учун электромагнит майдон частотаси ажралган сатҳчалар орасидаги энергиялар фарқига мос келувчи фотон частотасига мос келиши шарт. Бу ҳолда электромагнит майдон энергияси ютилишини кузатиш мумкин, бу ҳодиса *магнит резонанси* деб аталади.

Магнит моментига эга бўлган заррачаларнинг ҳилига боғлиқ ҳолда *электрон парамагнит резонанси* (ЭПР) ва *ядро магнит резонанси* (ЯМР) фарқланади.

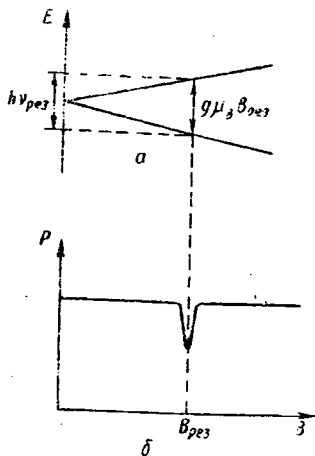
Таркибида электронлар туфайли магнит моментига эга бўлувчи парамагнит зарралар — молекулалар, атомлар ионлар, радикаллар бўлган моддаларда ЭПР содир бўлади. Бу ҳолда кузатиладиган Зеeman ҳодисаси электрон сатҳларининг ажралиши билан тушунтирилади (резонансинг номи «Электрон резонанс» деб аталиши мумкин). Соф спин магнит моментли заррачаларда содир бўладиган ЭПР энг кенг тарқалган (чет эл адабиётида бу ҳил ЭПР ларни баъзан *электрон спин резонанси* деб ҳам аталади).

ЭПР ҳодисаси 1944 йилда Е. К. Завойский томонидан кашф этилган. Биринчи тажрибаларда резонанс ютилиш темир группасининг тузлари ионларида кузатилган. Завойский бу ҳодисанинг бир қатор қонуниятларини ўрганиб чиқди.

(29.1) ва (30.3) тенгламалардан энергиянинг резонанс ютилиши учун қуйидаги шартни ҳосил қиламиз.

$$h\nu = g\mu_B B_{рез} \quad (30.9)$$

Заррачага бир вақтда индукцияси B_{pe} бўлган ўзгармас магнит майдон ва ν частотали электромагнит майдон таъсир этган пайтда магнит резонанси кузатилади.



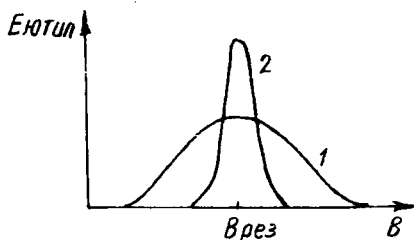
30.6-расм.

(30.9) шартдан тушунарлики, резонанс ютилишини кузатиш икки усул билан амалга оширилиши мумкин: ё ўзгармас частотада магнит индукция қийматини текис ўзгартириш, ёҳуд ўзгармас магнит индукциясида частотани текис ўзгартириш йўли билан. Техник жиҳатдан биринчи усул энг қулайдир.

30.6 расмда нейтрон энергетик сатҳининг ажралиши (а) ва магнит майдон индукциясига боғлиқ ҳолда модддан ўтган электромагнит майдон қуввати P нинг ўзгариши (б) кўрсатилган. (30.9) шарт бажарилганда ЭПР ҳодисаси рўй беради.

ЭПР ҳодисасида кузатиладиган спектрал чизиқларнинг шакли ва интенсив-

лиги электронлар магнит моментларининг ўзаро таъсири, хусусан спин, ўзаро, қаттиқ жисмининг фазовий панжараси билан ва шу каби таъсирларга боғлиқ бўлади. Бу омиллар спектрлар хоссаларига қандай таъсир кўрсатишини кўриб чиқамиз.



30.7-расм.

(30.9) шарт бажарилади, деб фараз қилайлик. Энергия ютилиши учун модда атомларининг пастки сатҳларида тўлдирилганлик юқори сатҳчаларидагига қараганда каттароқ бўлиши лозим. Акс ҳолда, энергиянинг қўзғатилган нурланиши ходисаси кўпроқ юз беради.

Электрон парамагнит ходисаси пайтида энергия ютилиши ва юқори сатҳчаларнинг тўлдирилганлиги ортиши билан бир қаторда тескари жараён ҳам кузатилади — яъни пастки энергетик сатҳчаларда нурланишсиз ўтиш юз беради, бунда заррача энергияси модданинг фазовий панжарасига узатилади.

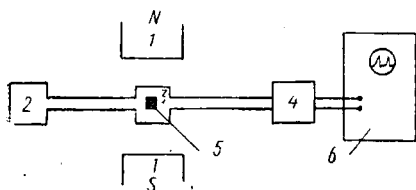
Заррача энергиясининг фазовий панжарага узатилиши жараёни *спин — панжара релаксацияси* деб аталади ва у t вақт билан характерланади. Гейзенберг нисбати (28.11) бўйича бу энергетик сатҳнинг кенгайишига олиб келади.

Шундай қилиб резонанс ютилиш магнит индукциясининг маълум бир B қийматида эмас, балки ΔB оралигида мавжуд бўлади (30.7-расм). Чексиз ингичка ютилиш чизиги ўрнига чекли, маълум энли чизиқ ҳосил бўлади: спин-панжара релаксация вақти қанча кичик бўлса, чизиқ энли шунча кенг бўлади (30.7-расмда, $\tau_1 < \tau_2$, мос равишда 1 ва 2 чизиқлар).

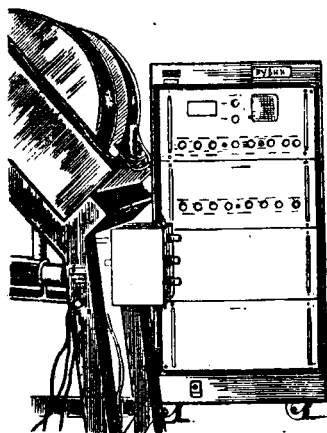
!ЭНР чизиқларининг кенгайиши, шунингдек, электронлар спинларининг ўзаро таъсирига (спин-спин ўзаро таъсир) ва парамагнит заррачаларининг бошқа хил таъсирларига боғлиқ бўлади. Турли хил ўзаро таъсирлар ютилиш чизиқларининг фақатгина кенглигига эмас, балки шаклига ҳам таъсир кўрсатади.

ЭНР да ютилган энергия, яъни чизиқнинг интеграл (жамланган) интенсивлиги маълум бир шароитларда парамагнит зарралар сонига пропорционал бўлади. Бундан ўлчанган чизиқнинг жамланган интенсивлик қиймати орқали шу зарраларнинг концентрацияси ҳақида фикр юритиш имконияти туғилади.

Элгизланган (синглет) ютилиш чизиғининг характерловчи муҳим параметрлари бўлиб (30.9) шартни қаноатлантирувчи ν , $B_{рез}$ ва g (резонанс нуқтаси ҳолати) катталиклари хизмат қилади. Ўзгармас частотада, $B_{рез}$ нинг қиймати g факторга боғлиқ бўлади. Энг содда ҳолда g фактор системанинг магнетизми характерини аниқлашга (спинли ёки орбитал) имкон беради. Агар электрон маълум модданинг фазовий панжараси таркибидаги ёки бошқа бир молекуляр система таркибидаги атом билан боғлиқ бўлса, у ҳолда бу электронга кучли ички майдон таъсир этади. g фактор



30.8-расм.



30.9-расм.

1 — индукцияси текис ўзгартириладиган бир жинсли кучли магнит майдон ҳосил қилувчи электромагнит; 2 — ўта юқори частотали (УЮЧ) электромагнит майдон нурланиши генератори; 3 — маҳсус «ютувчи катакча», нурланаётган УЮЧ нурланишини йиғиб, текшириляётган моддага таъсирлантириш пайтида ютиляётган энергия қийматини аниқлашга имкон беради (ҳажмий резонатор); 4 — ЭПР спектрини ёзиб олишга ёки кузатишга имкон берувчи электрон схема; 5 — текшириляётган модда; 6 — осциллограф.

Мамлакатимизнинг замонавий ЭПР-спектрометри «Рубин» (30.9-расм) да 10 ГГц атрофидаги частотадан (тўлқин узунлиги 0,03 м) фойдаланилади. Бу 30.9 шартга асосан ЭПР нинг максимал ютилиши $g = 2$ учун $B = 0,3$ Тл га тенг қийматда кузатилишини билдиради.

Амалда ЭПР спектрометрларида эвергиянинг ютилиш эгри чизиги (30.10 а-расм) эмас балки унинг ҳосиласи (30.10, б-расм) қайд қилинади.

Биология ва тиббиётда ЭПР усули, хусусан, эркин радикалларни излаш ва ўрганишда қўлланилади. Масалан, нурланган оқсилларнинг ЭПР спектрини ўрганиш эркин радикалларнинг ҳосил бўлиш механизмларини аниқлашга ва шу билан бирга радиацион нурланиш оқибатида ҳосил бўладиган бирламчи ва иккиламчи моддаларнинг ўзгаришини текширишга имкон берди.

Фотохимик жараёнларни ўрганишда, хусусий фотосинтезни

қийматини ўлчаб, шу майдон ва молекулалараро кучлар қиймати ҳақида маълумот олиш мумкин.

Бироқ, модданинг ЭПР спектри реал шароитда фақат ёлғизланган (синглет) чизиқлардан ташкил топганда эди, ЭПР усулини ҳар томонлама қўллаш мумкин бўлмас эди. Кўпгина татбиқотлар, шу жумладан тиббиёт ва биологиядаги татбиқотлар чизиқлар гуруҳларини таҳлил қилишга асосланган. ЭПР спектрида ўзаро яқин чизиқлар мавжудлигини шартли равишда ажралиш деб аталади. ЭПР спектри учун характерли бўлган икки хил ажралиш мавжуд.

Биринчиси — электрон ажралиш бўлиб, молекула ёки атом ЭПР спектрини ҳосил қилувчи бир неча электронга эга бўлган ҳолларда кузатилади. Иккинчиси — ўта ингичка (ўта нозик) ажралиш — электронларнинг ядро магнит моменти билан ўзаро таъсирлашишида кузатилади.

ЭПР ни ўлчашнинг замонавий усули электромагнит энергия ютилиши пайтида тебраниш системасининг бирор-бир катталигининг ўзгаришини аниқлашга асосланган.

Бу мақсадда фойдаланиладиган асбоб ЭПР спектрометри деб аталади. ЭПР спектрометри қуйидаги асосий қисмлардан ташкил топган (30.8 расм):

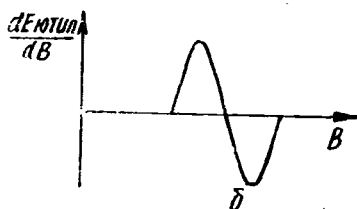
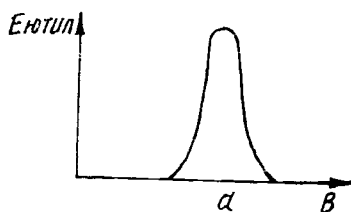
ҳамда канцероген моддаларнинг активлигини ўрганишда ЭПР усули кенг қўлланилади.

Санитария-гигиена мақсадларида ЭПР усули ҳаводаги радикалларнинг концентрациясини аниқлаш учун фойдаланилади.

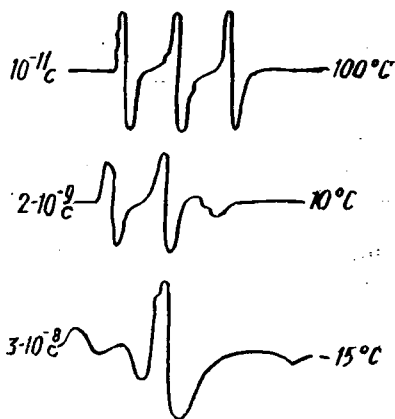
Биологик молекулаларни ўрганиш учун махсус спин — белги усули ишлаб чиқилган. Бу усулнинг моҳияти текширилаётган биологик молекула билан структураси яхши маълум бўлган парамагнит модда зарраси бирикишидир. ЭПР спектралари орқали бу молекуладаги спин-белги ҳолати топилади. Белгиларни молекуланинг ҳар хил қисмларига бириктириб шу молекуладаги турли атомлар тўпламларининг жойлашишини, уларнинг ўзаро таъсирини аниқлаш, уларнинг табиатини, химиявий боғланишини ҳамда молекуляр ҳаракатини ўрганиш мумкин. Молекулага бир нечта, масалан, иккита спин-белгиларини бириктириш йўли билан шу белгиланган икки тўпламлар орасидаги масофа ва уларнинг ўзаро жойлашиши ҳақида маълумот олиш мумкин бўлади.

Бундан ташқари, молекулалар билан ноковалент боғланган парамагнит зарралар, яъни спин зондларидан ҳам фойдаланилади. Спин зондлари ЭПР спектрининг ўзгариши уни ўраб турувчи молекулаларнинг ҳолати ҳақида маълумот олишга имкон беради. 30.11-расмда спин зонди сифатида глицеринга бириктирилган нитроксил радикалининг ЭПР спектрлари келтирилган. Ҳарорат ортиши билан глицериннинг қовушоқлиги камаяди, бу эса ЭПР спектрининг ўзгаришига олиб келади. ЭПР спектрининг шаклига қараб микроқовушоқликни — спин зонди бириктирилган қисм атрофидаги қовушоқлик қийматини аниқлаш мумкин бўлади. Хусусан, ташқил қилувчи ёғларнинг микроқовушоқлигини аниқлаш мумкин.

Бизнинг мамлакатимизда биологик тўқималарни ЭПР усули билан ўрганиш борасида излавишлар олиб борилмоқда.



30.10-расм.



30.11-расм.

Ядро магнит резонанси физиканинг атом ва молекулалар бўлимига тааллуқли бўлмаса ҳам магнит резонанси ҳодисаси сифатида ЭПР билан бир қисмда кўриб чиқилади.

Ядронинг магнит моменти ядро таркибидаги нуқсонлар магнит моментларининг йиғиндисига тенг бўлади. Одатда бу моментни ядро магнетонларида ифодаланади (μ_n); $1\mu_n = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ А} \cdot \text{м}^2$. Протоннинг магнит моменти тақрибан $P_{pm} = 2,79 \mu_n$ га; нейтроннинг магнит моменти эса $P_{pn} = -1,91\mu_n$ га тенг бўлади. Бу ерда « — » ишора нейтроннинг ёки ядронинг магнит моменти спинга нисбатан қарама-қарши йўналганлигини кўрсатади.

Баъзи бир ядроларнинг магнит моменти қийматларини келтирамиз (30-жадвал).

Магнит майдонга жойлаштирилган ядронинг магнит моменти фақат дискрет йўналишга эга бўлиши мумкин. Бу деган сўз, ядро энергиясининг қиймати магнит майдон индукциясининг катталигига боғлиқ сатҳчаларга мос келади, демакдир.

Агар шу шароитда ядрога электромагнит майдон таъсир этса, сатҳчалараро ўтишни юзага келтириш мумкин. Бу ўтишларни амалга ошириш учун, шунингдек, электромагнит майдон энергияси ютилишини ҳосил қилиш учун (30,9) га ўхшаш бўлган қуйидаги шарт бажарилиши лозим:

$$h\nu = g_n \mu_n B, \quad (30.10)$$

бу ерда g — Ланде ядро кўпайтувчиси.

Ўзгармас магнит майдонда ядроларнинг магнит моментлари йўналишларининг ўзгариши натижасида вужудга келувчи тайин частотали электромагнит тўлқинларнинг моддага ютилишига ядро магнит резонанси (ЯМР) деб аталади.

Юқоридаги (30.10) шарт бажарилган ҳолда ЯМР ҳодисасини фақат эркин атом ядроларида кузатиш мумкин. Тажрибада аниқланган молекула ва атомдаги ядроларнинг резонанс частоталари (30.10) шартга мос келмайди. Бунда ташқи магнит майдон таъсирида атомнинг ичида юзага келадиган электрон тоқлари ҳосил қилувчи локал (кичик бир жойдаги) магнит майдон таъсири натижасида юзага келадиган «химиявий силжиш» кузатилади. Бундай «диамагнит эффект» натижасида қўшимча магнит майдон ҳосил бўлади. Бу магнит майдон индукцияси ташқи магнит майдон индукциясига пропорционал, аммо йўналиши жиҳатдан қарама-қарши бўлади. Шунинг учун ядрога ядрога таъсир этувчи тўла эффектив магнит майдоннинг индукцияси

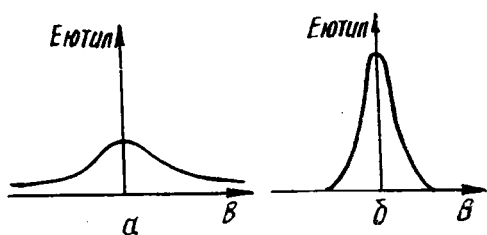
$$B_{эф} = (1 - \sigma) B, \quad (30.11)$$

тенглама билан ифодаланади; бу ерда σ — катталик тартиби бўйича 10^{-6} га тенг бўлган, ядронинг электрон қобигига боғлиқ бўлган экраниш доимийси.

30-жадвал

	μ_n		μ_n
${}^4_2\text{He}$	0	${}^{12}_6\text{C}$	0
${}^{9}_{44}\text{Be}$	-1,2	${}^{115}_{49}\text{In}$	5,5

Бундан кўринадики, турлича ўралган (турли молекулар билан ўралган ёки битта молекуланинг турли, нозқвивалент жойларида бўлган) типдаги ядролар учун резонанс турли частоталарда кузатилади. Мана шу ҳол химиявий силжиш юзага келишига сабаб бўлади. Химиявий силжиш химиявий боғланиш таби-



30.12-расм.

атига, молекулаларнинг электрон тузилишига, мазкур модданинг концентрациясига, эритувчининг турига, ҳароратига ва бошқаларга боғлиқ бўлади.

Агар молекуладаги икки ёки ундан ортиқ ядро турлича экранланган бўлса, яъни бу ядролар молекулаларда химиявий нозқвивалент ҳолатларни эгаллаган бўлса, у ҳолда улар турли химиявий силжишга эга бўладилар. Бундай молекуланинг ЯМР спектри унда химиявий нозқвивалент ядро группаларининг сони нечта бўлса, шунча резонанс эгри чизигидан ташкил топган бўлади. Бунда ҳар бир чизиқнинг интенсивлиги шу группадаги ядролар сонига пропорционал бўлади.

ЯМР спектридаги чизиқлар кенглигига кўра икки турга ажратилади. Қаттиқ жисملарнинг спектрлари катта кенгликка эга бўлади ва ЯМР нинг бу қўлланилиши соҳаси *кенг чизиқли ЯМР* деб аталади. Суюқликларда ингичка чизиқлар кузатилади ва буни *юксак ажратувчанлик ЯМР*и деб аталади.

30.12-расмда қаттиқ жисмлар учун (а) ҳамда суюқликлар учун (б) ядро магнит резонанси эгри чизиқлари тасвирланган. Суюқликлар учун чўққининг ўткир бўлиши қуйидаги сабаб туфайлидир. Ҳар бир ядро қўшни ядролар билан ўзаро таъсирланади. Мазкур турдаги ядрони ўраб турувчи ядро магнит моментларининг йўналишлари моддада нуқтадан нуқтага ўтганда ўзгариши туфайли турли бир турдаги ядроларга таъсир қилувчи тўлиқ магнит майдон ҳам ўзгаради. Бу ядроларнинг бутун мажмуаси учун резонанс соҳаси кенг чизиқдан иборат бўлиши лозимлигини билдиради. Бироқ суюқликдаги молекулалар тез кўчиши туфайли локал магнит майдонлар турғун бўлмайди. Бу суюқликлар ядролари биргина ўртача магнит майдон таъсирида бўлишига олиб келади, шунинг учун резонанс эгри чизиги чўққисимон шаклни ҳосил қилади.

Молекулада химиявий эквивалент ўринларни эгалловчи ядролар ЯМР ни кузатилувчи химиявий бирикмалар учун яккаланган чизиқ кузатилади. Мураккаброқ бирикмалар тузилмаси спектри кўп чизиқли бўлади.

Химиявий силжиш, спектрал чизиқларнинг сони ва жойлашишига қараб молекулалар структурасини аниқлаш мумкин.

Химиклар ва биохимиклар ЯМР усулини ноорганик моддалар-

нинг энг содда молекулаларидан тортиб то тирик объектларнинг ўта мураккаб молекулаларигача бўлган барча молекулалар структурасини ўрганишда, шунингдек химиявий реакцияларнинг кечиши билан бирламчи моддаларнинг ҳамда шундай реакциялар натижасида ҳосил бўлувчи маҳсулотларнинг структурасини ўрганиш билан боғлиқ бўлган кўплаб масалаларни ечишда кенг қўлламоқдалар. Бундай таҳлилнинг афзал томонларидан бири шундаки, у масалан, химиявий анализда бўладиганидек ўрганиш объектини бузмайди.

Тўқималарнинг кўп нуқталаридаги ЯМР спектри параметрларини аниқлаш тиббиёт учун жуда қизиқарли имкониятлар бериши мумкин. Бутун тўқимани бирин-кетин қатламма-қатлам ўтиб (сканирлаб) таркибида, айтайлик, водород ёки фосфор атомлари бўлган молекулаларнинг фазовий тақсимооти ҳақида (мос равишда фосфор протонлари ёки ядролари магнит резонансида) тўлиқ тасаввур олиш мумкин.

Бу текширишларнинг бари текширилувчи моддага шикаст етказмай бажарилади ва шунинг учун текширишларни тирик организмларда ҳам ўтказавериш мумкин. Бу усул ЯМР-интроскопияси деб аталади (интроскопия ҳақида 24.8-§ га қ.), у суяклар, қон томирлари, соғлом ҳамда касалланган тўқималарни ажратиш имкониятини беради. ЯМР-интроскопия усули ёрдамида юмшоқ тўқималарнинг тасвирини фарқлаш, масалан, миядаги кўлранг ва оқ моддаларни ажрата олиш, соғлом ва ўсмали ҳужайраларни фарқлаш мумкин. Бунда касалланган «ўсимталар» миллиметрнинг ўнлардан бири улушини ташкил қилганда ҳам уларни аниқлаш мумкин бўлади. Тана ва тўқималар ҳолатининг ўзгариши билан боғлиқ бўлган касалликлар диагностикасида ЯМР интроскопия жуда фойдали усул бўлиб қолади, деб умид қилиш мумкин.

ЭПР ва ЯМР ходисасида энергетик ўзгаришларни вужудга келтирувчи электромагнит тўлқинларининг частотаси радиотўлқин частотасига мос келади. Шунинг учун бу иккала ҳодисалар радиоспектроскопияга тааллуқлидир.

8

бўлим

ИОНЛОВЧИ НУРЛАНИШЛАР. ДОЗИМЕТРИЯ АСОСЛАРИ

Ионловчи нурланиш деб муҳит билан ўзаро таъсирлашуви муҳит атомлари ва молекулаларининг ионланишига олиб келувчи заррачалар оқимларига ҳамда электромагнит квантларига айтилади. Рентген ва γ -нурланишлар, α -заррачалар, электронлар, позитронлар, протонлар, нейтронлар оқимлари ионловчи нурланишлардир.

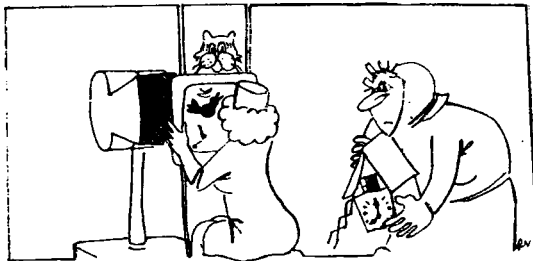
Бу бўлимда ионловчи нурланишлар манбалари (рентген трубкалари, радионуклидлар*, тезлаткичлар) ва бу нурланишларни тиббий мақсадларда қўлланишларнинг физикавий томонлари ёритилган.

Тиббиёт ходимлари ҳамда биологлар учун ионловчи нурланишнинг модда билан ўзаро таъсири ва бу нурланиш дозиметрияси элементлари ҳақидаги масалалар ниҳоятда қизиқарлидир.

Бу бўлимга шунингдек элементар заррачалар ва космик нурлар ҳам киритилган. Элементар заррачалар умумназарий аҳамиятидан ташқари тиббий методикалар сафига қўшилиши билан китобхонга қизиқарлидир. Космик нурлар нафақат космик фазода бўлган организмларга, балки Ер шароитидаги ҳаётга ҳам таъсир ўтказувчи ташқи муҳит факторидир.

* *Нуклидлар* — ядрolari ўз таркиблари билан фарқ қиладиган атомлардир, яъни уларда ё протонлар ё нейтронлар сони ҳар хил бўлади, ёки иккала заррачалар сони ҳар хил бўлади. Кўп ҳолларда бу термин атом ядроларининг умумий номига тааллуқли бўлади. *Радионуклидлар* — радиоактив парчалана оладиган нуклидлардир.

Рентген нурланиши



Рентген нурланиши деб узунлиги тахминан 80 дан 10^{-5} нм гача бўлган электромагнит тўлқинларга айтилади. Энг узун тўлқинли рентген нурланиши қисқа тўлқинли ультрабинафша нурлари билан, энг қисқа тўлқинли рентген нурланиши эса узун тўлқинли γ -нурланиши билан тугашади. Қўзғатиш усулига қараб рентген нурланиши 2 хил: тормозли ва характеристик бўлади.

31.1-§. РЕНТГЕН ТРУБКАСИНИНГ ТУЗИЛИШИ. ТОРМОЗЛИ РЕНТГЕН НУРЛАНИШИ

Рентген нурланишининг энг кенг тарқалган манбаи икки электродли вакуумли асбоб бўлган рентген трубкаси ҳисобланади (31.1-расм). Қиздирилувчи катод 1 электронлар 4 чиқаради. Кўпинча антикатод деб аталувчи анод 2 ҳосил бўладиган рентген нурланиши 3 ни трубка ўқиға нисбатан бурчақ остида йўналтириш учун унинг сирти оғма равишда жойлаштирилади. Электронлар анод сиртига урилганда ажралиб чиқадиган иссиқликни узатиб юбориши учун анод иссиқликни яхши ўтказадиган материалдан тайёрланади. Аноднинг сирти Менделеев жадвалида тартиб номери катта бўлган, қийин эрийдиган материалдан, масалан вольфрамдан ясалади. Айрим ҳолларда анод сув ёки мой билан атайлаб совутилади.

Диагностика мақсадида ишлатиладиган трубкаларда рентген нурларининг манбаи нуқтавий бўлиши муҳимдир. Бунинг учун электронларни антикатоднинг битта жойиға фокуслаш керак. Шунинг учун анодни ясашда иккита қарама-қарши масалани ҳисобга олишға тўғри келади: бир томондан электронлар аноднинг битта жойиға тушиши керак, иккинчи томондан анод қизиб кетмаслиги учун электронларни аноднинг турли қисмлариға тақсимлаш керак. Бунинг қизиқарли техник ечими сифатида аноди айланадиган рентген трубкани мисол келтириш мумкин (31.2-расм).

Электрон (ёки бошқа зарядланган заррача)нинг антикатод моддаси атоми ядроси ва атомар электронларининг электро-статик майдонида тормозланиши натижасида *тормозли рентген нурланиши* юзаға келади.

Унинг механизми қўйидагича тушутириш мумкин. Ҳаракатдаги заряд атропоида магнит майдон пайдо бўлиб, унинг индукцияси электрон тезлигига боғлиқ бўлади. Электрон тормозланганда магнит индукцияси камайди ва Максвелл назариясига мувофиқ электромагнит тўлқин пайдо бўлади.

Электронлар тормозланганда энергиянинг фақат бир қисми рентген нурланиши ҳосил қилиш учун, қолган қисми эса анодни қиздириш учун сарфланади. Бу қисмлар орасидаги нисбат тасодифий бўлгани учун катта миқдордаги электронлар тормозланганда рентген нурланишининг узлуксиз спектри ҳосил бўлади. Шу туфайли тормозли нурланишни тутан нурланми ҳам дейилади. 31.3-расмда рентген трубкасининг турли кучланишлари $U_1 < U_2 < U_3$ учун рентген нурланишининг тўлқин узунлиги λ га боғлиқлиги (спектрлари) келтирилган.

Ҳар бир спектрда энг қисқа тўлқинли тормозли нурланиш λ_{\min} электроннинг тезлантирувчи майдонда олган энергияси бутунлай фотон энергиясига айланганда юзага келади:

$$eU = h\nu_{\max} = hc / \lambda_{\min}, \quad (31.1)$$

бу ифодадан

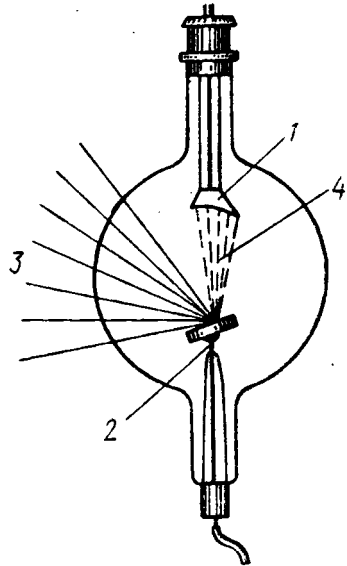
$$\lambda_{\min} = hc / (eU). \quad (31.2)$$

Бу формулани амалий мақсадлар учун қулай бўлган кўринишга келтириш мумкин:

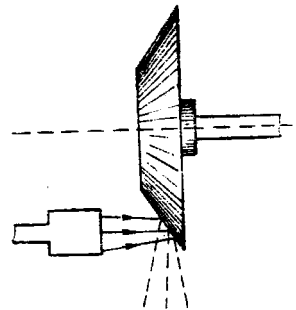
$$\lambda_{\min} = 12,3/U, \quad (31.3)$$

бу ерда λ_{\min} тўлқин узунлиги, 10^{-10} м; U — кучланиш, кВ. (31.3) формула 31.3-расмга мос келади.

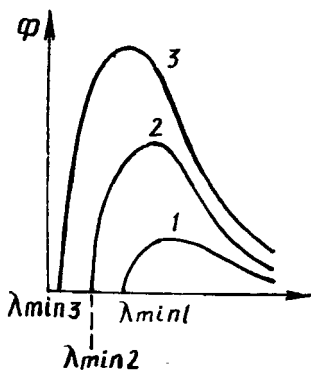
(31.2) асосида Планк доимийсини тажриба йўли билан аниқлашнинг энг аниқ усулларидан бири топилганлигини қайд этамиз.



31.1-расм.



31.2-расм.



31.3-расм

Одатда қисқа тўлқинли рентген нурланиши узун тўлқинли рентген нурланишига nisbatan кўпроқ ўтувчанлик қобилиятига эга бўлиб, қаттиқ нурланиш дейилади, узун тўлқинлиги эса юмшоқ нурланиш деб аталади.

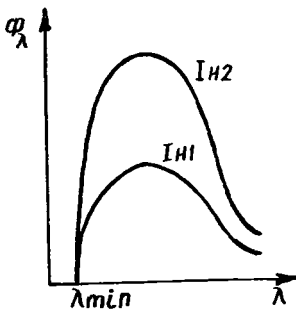
31.3-расм ва 31.3-формуладан кўриниб турибдики, рентген трубкасидаги кучланишни ошириш билан нурланишнинг спектрал таркиби ўзгартирилади ва қаттиқлиги оширилади.

Агар катоднинг чўгланиш ҳарорати кўтарилса, электронлар эмиссияси ва трубкадаги ток кучи ортади. Бу эса ҳар секундда рентген нурланиши чиқарувчи фотонлар сонини кўнайтиради. Унинг спектрал таркиби ўзгармайди. 31.4-расмда бир хил кучланиш ва катод чўгланиш токнинг ҳар хил ($I_1, I_2 > I_r$) қиймати учун тормозли рентген нурланиши спектрлари кўрсатилган.

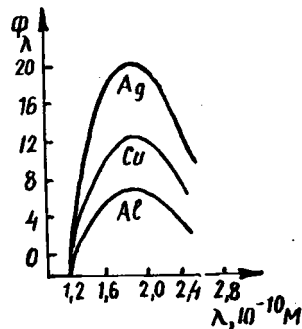
Рентген нурланиши оқими қуйидаги формула билан аниқланади.

$$\Phi = kIU^2Z \quad (31.4)$$

бу ерда U ва I рентген трубкасидаги кучланиш ва ток кучи; Z — анод моддаси атомининг тартиб номери; $k = 10^{-9} \text{B}^{-1}$ — пропорционаллик коэффициент. Турли антикатодларда U ва I ч бир хил бўлган ҳол учун олинган спектрлар 31.5-расмда тасвирланган.



31.4-расм.



31.5-расм.

31.2-§. ХАРАКТЕРИСТИК РЕНТГЕН НУРЛАНИШИ, АТОМ РЕНТГЕН СПЕКТРЛАРИ

Рентген трубкасидаги кучланишни ошириб, туташ спектр фонида чизиқли спектрни ҳам кўриш мумкин, бу спектр *характеристик рентген нурланишига* мос келади (31.6-расм).

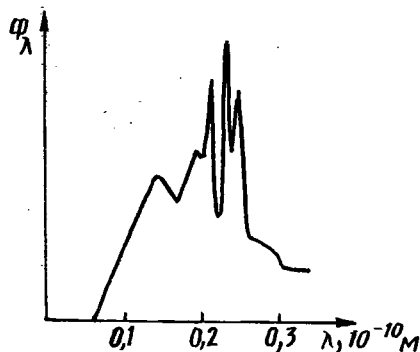
Чизиқли спектрлар тезлаштирилган электронлар атом ичига чуқурроқ кириб ички қатламдаги электронларни уриб чиқариши туфайли ҳосил бўлади. Бўшаган жойларга юқори сатҳлардаги электронлар ўтиши натижасида (31.7-расм) характеристик нурланишнинг фотонлари чақнайди. Расмдан кўриниб турибдики, характеристик рентген нурланиши *K, L, M* ва ҳ. к. сериялардан иборат бўлиб, уларнинг номи электрон қобиқларини белгилаш учун хизмат қилди. *K* — серия нурланганида юқори қаватдаги жойлар бўшагани учун бир вақтда бошқа серия чизиқлари ҳам чиқарилди.

Оптик спектрлардан фарқли равишда ҳар хил атомларнинг характеристик рентген нурланишларининг спектри бир хил типда бўлади. 31.8-расмда турли элементларнинг спектрлари кўрсатилган. Бу спектрларнинг бир хил типда бўлишига сабаб шуки, ҳар хил атомларнинг ички қаватлари бир хил бўлиб, улар фақат энергетик жиҳатдан фарқланади, чунки элементнинг тартиб номери ортиши билан ядро томонидан бўладиган кучнинг таъсири ҳам ортади. Бу ҳолат ядронинг заряди ўсиши билан характеристик спектрларнинг катта частота томонга силжишига олиб келади. Бундай қонуният 31.8-расмдан кўриниб турибди ва у *Мозли қонуни* сифатида маълумдир:

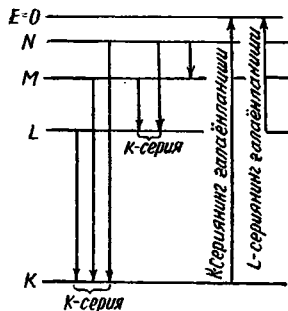
$$\gamma\nu = A(Z - B), \quad (31.5)$$

бу ерда ν — спектр чизигининг частотаси; Z — чиқарувчи элементнинг атом номери; A ва B доимий катталиқлар.

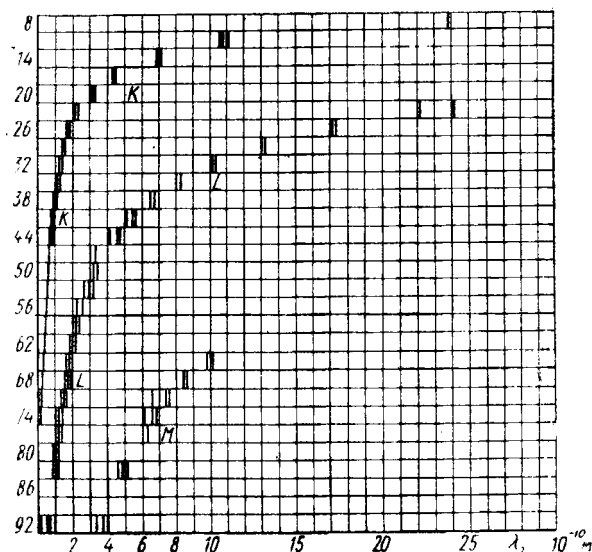
Оптик ва рентген спектрлари орасида яна бир фарқ бор. Атомнинг характеристик рентген спектри шу атом кирган химиявий бирикмага боғлиқ бўлмайди. Масалан, кислород атомининг рентген



31.6-расм.



31.7-расм.



31.8-расм.

спектри O , O_2 ва H_2O учун бир хил бўлиб, бу бирикмаларнинг оптик спектрлари бир-биридан анча фарқ қилади. Атом рентген спектрининг бу хусусияти ўзининг *характеристик* деб номланишига асос бўлди.

Характеристик нурланиш, уни юзага келтирган сабаблардан қатъий назар, ҳар доим атомнинг ички қобиқларида бўш жой бўлганида ҳосил бўлади. Масалан, характеристик нурланиш ядро электронни ички қобиқдан тортиб олишидан иборат бўлган радиоактив нурланишнинг бир тури (32.1-§ га қаранг) билан биргаликда кечади.

31.3-§. РЕНТГЕН НУРЛАНИШИНИНГ МОДДА БИЛАН ТАЪСИРЛАШУВИ

Рентген нурланишининг қайд қилиниши ва фойдаланилиши, шунингдек, унинг биологик объектларга таъсири рентген фотонининг модда атоми ва молекуласининг электрони билан ўзаро таъсиридаги бирламчи жараёнлар билан аниқланади.

Фотон энергияси ϵ ва ионланиш энергияси* A_n орасидаги муносабатга боғлиқ бўлган учта асосий жараён мавжуддир.

Когерент (классик) сочилиш. Узун тўлқинли рентген нурланиши асосан тўлқин узунлигини ўзгартирмаган ҳолда содир бўлади ва бу сочилишга *когерент* сочилиш дейилади. Когерент сочилиш фотон энергияси ионизация энергиясидан кичик бўлганда ($\epsilon = h\nu < A_n$) ҳосил бўлади.

* Бу ерда ионланиш энергияси дейилганда ички электроннинг атомдан ёки молекуладан чиқиб кетиши учун зарур бўлган энергия тушунилади.

Бундай ҳолда рентген нурланишининг фотон энергияси ва атом энергияси ўзгармагани учун ўз-ўзидан когерент сочилиш биологик таъсир кўрсатмайди. Лекин, рентген нурланишидан сақланиш чоралари кўрилганда бирламчи дастанинг йўналиши ўзгариши мумкинлигини ҳисобга олиш керак. Ўзаро таъсирнинг бу кўриниши рентгеноструктуравий анализда аҳамиятга эга (24.7-§ га қarang).

Некогерент сочилиш (Комптон эффеќти). 1922 йилда А. Х. Комптон қаттиқ рентген нурланишининг сочилишини кузатиш пайтида тушаётган нурланиш дастасига нисбатан сочилган нурланиш дастасининг ўтувчанлик қобилияти камайганини пайќаган. Бу эса сочилган рентген нурланишининг тўлқин узунлиги тушаётган рентген нурланишининг тўлқин узунлигидан катталлигини англатади. Рентген нурланишининг тўлқин узунлигини ўзгартириб сочилишига *некогерент сочилиш*, ҳодисанинг ўзи эса *Комптон эффеќти* дейилади.

Бу эффеќт ҳосил бўлиши учун рентген нурланишининг фотон энергияси ионланиш энергиясидан катта бўлиши керак: $h\nu > A_n$

Бу ҳодиса қуйидагилар билан боғлиқ: фотон атом билан ўзаро таъсирлашганда фотон энергияси $h\nu$ рентген нурланишининг $h\nu'$ энергияли янги сочилган фотони ҳосил бўлишига, электроннинг атомдан ажратилишига (ионланиш энергияси A_n га) ва электронга кинетик энергия беришга сарфланади:

$$h\nu = h\nu' + A_n + E_k. \quad (31.6)$$

Кўп ҳолларда $h\nu \gg A_n$ бўлгани ва Комптон эффеќти эркин электронларда содир бўлгани туфайли тақрибан қуйидагича ёзиш мумкин:

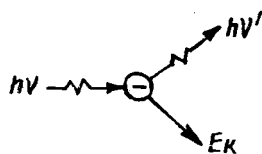
$$h\nu = h\nu' + E_k. \quad (31.7)$$

Бу ҳодисада (31.9-расм) иккиламчи рентген нурланиши (фотоннинг $h\nu$ энергияси) билан бир қаторда тепки электронлари (электроннинг кинетик энергияси E_k) ҳам пайдо бўлади. Бу пайтда атомлар ва молекулалар ионларга айланади.

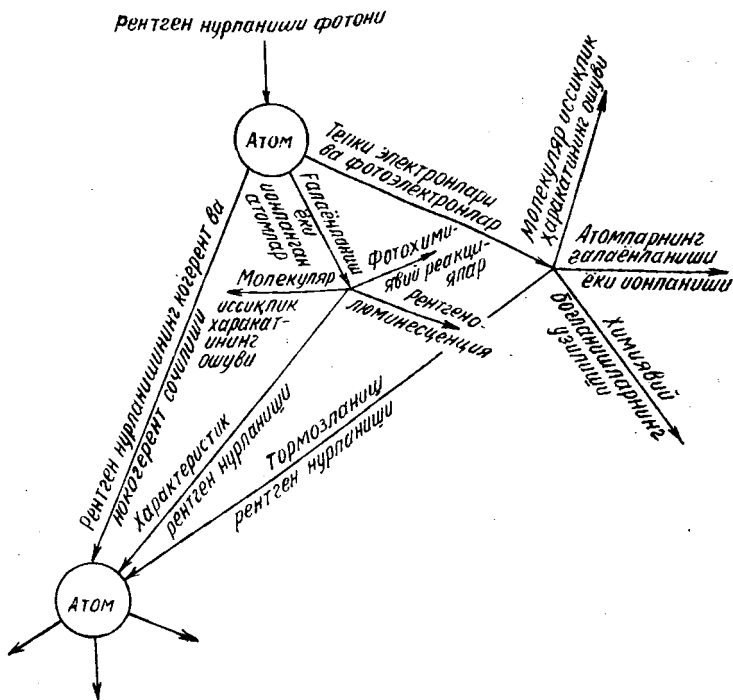
Фотоэффеќт. Фотоэффеќтда атом рентген нурланишини ютиши натижасида атомдан электрон учиб чиқади, атом эса ионланади (фотоионланиш). Агар фотон энергияси ионланиш учун етарли бўлмаса, фотоэффеќт электронлар учиб чиқмасдан атомларнинг кўзгаллишида намоён бўлади.

Юқорида кўриб ўтилган учта асосий ўзаро таъсирлашиш жараёнлари бирламчи жараёнлар бўлиб, улар иккиламчи, учламчи ва ҳ. к. ҳодисаларга олиб келади. Масалан, ионланган атомлар характеристик спектрни нурлангириши мумкин, ғалаёнланган атомлар эса кўринадиган ёруғлик манбаи бўлишлари мумкин (рентгенолюминоспенция) ва ҳ. к.

Рентген нурланиши моддага тушганда



31.9-расм.



31.10-расм.

содир бўлиши мумкин бўлган жараёнларнинг схемаси 31.10-расмда келтирилган. Рентген фотонининг энергияси молекуляр-иссиқлик ҳаракати энергиясига ўтишига қадар схемада тасвирланганига ўхшаш жараёнларнинг бир неча ўнтаси рўй бериши мумкин. Натижада модданинг молекуляр таркибида ўзгаришлар юз беради.

31.10-расмда келтирилган схемадаги жараёнлар рентген нурланишининг моддага таъсир этишида кузатиладиган ҳодисалар асосида ётади. Булардан баъзиларини санаб ўтамиз.

Рентгенолюминесценция — рентген нурлари билан нурлантирилганда бир қатор моддаларнинг ёруғланиши. Дициан платинат барий тузининг шундай ёруғланиши Рентгенга нурларни кашф этишга имкон берди. Рентген нурланишини визуал кузатиш учун махсус ёруғланадиган экран тайёрлашда айрим пайтларда рентген нурларининг фотопластинкага таъсирини кучайтириш учун бу ҳодисадан фойдаланилади.

Рентген нурланиши моддаларга химиявий таъсир кўрсатиши ҳам маълум. Масалан, унинг таъсирида сувда водород пероксида ҳосил бўлади. Амалий жиҳатдан муҳим бўлган мисол — бу нурланишнинг фотопластинкага таъсирidir. Бу таъсир рентген нурларини қайд қилишга имкон беради.

Ионловчи таъсир рентген нурлари таъсирида электр ўтказувчанликнинг ортишида намоён бўлади. Бу хусусиятдан дозиметрияда рентген нурланиши таъсирини миқдорий баҳолашда фойдаланилади.

Кўп жараёнлар натижасида рентген нурланишининг бирламчи дастаси Бугернинг ёруғлигининг ютилиш қонуни (29.3) га мувофиқ заифлашади ва буни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин.

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\mu x}, \quad (31.8)$$

бу ерда μ — *заифланишнинг чизиqli коэффициенти*. Бу коэффициентни қуйидаги учта ташкил этувчидан таркиб топган деб ифодалаш мумкин: когерент сочилиш μ_k некогерент сочилиш $\mu_{нк}$ ва фотоэффект μ_{ϕ}

$$\mu = \mu_k + \mu_{нк} + \mu_{\phi} \quad (31.9)$$

Рентген нурланишининг оқими ўзи ўтаётган модданинг атомлар сонига пропорционал ҳолда заифлашади. Агар моддани X ўқи бўйича масалан, b марта сиқилса, унинг зичлиги b марта ортади, лекин дастанинг заифланиши ўзгармайди, чунки атомлар сони аввалгидай қолади. Демак, (31.8) формуладаги даража кўрсаткичи ўзгармайди:

$$\mu_1 x_1 = \mu_2 x_2 = \mu_2 x_1 / b; \quad (31.10)$$

$x_2 = x_1 / b$ чунки, сиқиллиш пайтида ютувчи қатламнинг қалинлиги b марта камайди. (31.10) дан $\mu_1 = \mu_2 / b$ бўлади.

Бу заифланишнинг чизиqli коэффициенти модданинг зичлигига боғлиқ эканлигини англатади.

Шунинг учун заифланишнинг масса коэффициентидан фойдаланишни маъқул кўрадилар. Бу коэффициент заифланишнинг чизиqli коэффициентини ютувчининг зичлигига нисбатига тенг бўлиб, модданинг зичлигига боғлиқ эмас:

$$\mu_m = \mu / \rho. \quad (31.11)$$

31.4-§. РЕНТГЕН НУРЛАНИШИНИНГ ТИББИЁТДА ҚУЛЛАНИЛИШИНИНГ ФИЗИКАВИЙ АСОСЛАРИ

Рентген нурланишнинг тиббиётдаги энг асосий қўлланилишларидан бири — диагностика мақсадида ички органларни ёритиш (*рентгенодиагностика*) дир.

Диагностика учун энергияси 60—120 кэВ бўлган фотонлардан фойдаланилади. Бундай энергияларда заифланишнинг масса коэффициенти асосан фотоэффект билан аниқланади. Унинг қиймати фотон энергиясининг учинчи даражасига тескари пропорционал (λ^3 га пропорционал), қаттиқ нурланишнинг катта ўтувчанлик

қобилияти шунда намоён бўлади ва ютувчи модда атом номерининг учинчи даражасига тўғри пропорционалдир:

$$\mu_m = k \cdot Z^3, \quad (31.12)$$

бу ерда k — пропорционаллик коэффициенти.

Рентген нурланишининг ютилиши атомнинг моддада қандай бирикшига боғлиқ эмас, шунинг учун (31.12) формулага асосан суяк $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$ нинг заифланишининг масса коэффициенти $\mu_{\text{мс}}$ ни юмшоқ тўқиманинг ёки сув H_2O нинг заифланишининг масса коэффициенти $\mu_{\text{мсув}}$ билан осонгина солиштириш мумкин. Са, Р, О ва Н нинг атом номерлари мос равишда 20, 15, 8 ва 1 га тенгдир. Бу сонларни (31.12) га қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$\frac{\mu_{\text{мс}}}{\mu_{\text{мсув}}} = \frac{3 \cdot 20^3 + 2 \cdot 15^3 + 8 \cdot 8^3}{2 \cdot 1^3 + 8^3} = 68.$$

Ҳар хил тўқималар рентген нурланишини турли даражада ютиши одам танасидаги органларнинг тасвирини соявий проекцияда кўришга имкон беради.

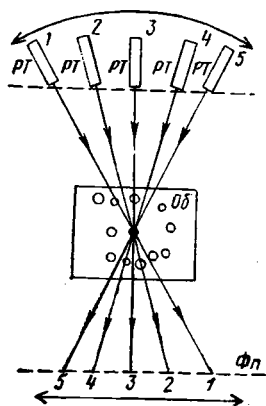
Рентгенодиагностиканинг икки вариантдан фойдаланилади: *рентгеноскопия* — тасвир рентгенолюминесценцияланувчи экранда кўрилади, *рентгенография* — тасвир фотоленкага туширилади.

Агар текшириладиган аъзо ва унинг атрофидаги тўқималар рентген нурланишини бир хилда заифлантирса, у ҳолда махсус контраст моддалар қўлланилади. Масалан, ошқозон ва ичакни бўтқасимон сульфат барий массаси билан тўлдириб, уларнинг соявий тасвирини кўриш мумкин.

Экрандаги тасвирнинг равишанлиги ва фотоплёнкада экспозиция вақти рентген нурланишининг интенсивлигига боғлиқ. Агар бу нурланишдан диагностика мақсадларида фойдаланилса, ёмон биологик оқибатларга олиб келмаслиги учун унинг интенсивлиги кичик бўлиши керак. Шунинг учун интенсивлиги кичик бўлган рентген нурланишидан фойдаланишда тасвирнинг равишанлигини яхшилайдиган қатор техникавий мосламалар мавжуд.

Бундай мосламаларга мисол сфатида электрон-оптик ўзгартиргичларни кўрсатиш мумкин (27.8-§ га қаранг). Бошқа мисол флюорография бўлиб, бунда рентгенолюминесценцияланувчи катта экрандаги тасвир кичик форматли сезгир плёнкага туширилади. Тасвир олишда ёруғлик кучи катта бўлган линзадан фойдаланилади, тайёр суратлар махсус катталаштиргичда кўрилади.

Рентген нурланиши даволаш мақсадида асосан зарарли ўсимталарни йўқотишда қўлланилади (рентгенотерапия).



31.11-расм.

Рентгенли томография ва унинг «машина варианты» — *компьютерли томография* методлари рентгенографиянинг қизиқарли ва истиқболли вариантлари бўлиб ҳисобланади.

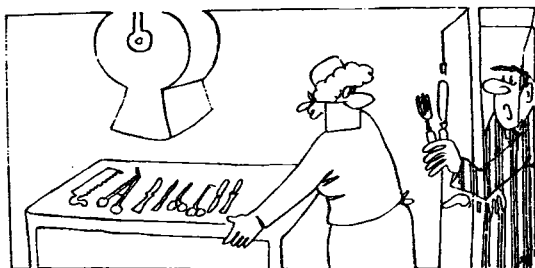
Бу методларни кўриб чиқамиз.

Оддий рентгенограмма тананинг катта қисмини қамрайди (эгаллайди) ва ҳар хил орган ва тўқималар бир-бирига соя туширади. Бу камчиликдан қутулиш учун текшириш объекти *Об* га нисбатан қарама-қарши фазада даврий равишда рентген трубкаси *РТ* билан бирга фотопленка *Фп* ни сплжитиш (суриш) керак (31.11-расм). Танада рентген нурларига ношаффоф бўлган қатор аъзолар бўлиб, улар расмда допращалар кўринишида кўрсатилган. Рентген нурлари рентген трубкасининг ҳар қандай ҳолатида (1, 2 ва ҳ. к.), объектининг маркази ҳисобланган нуқтадан ўтади ва *РТ* ҳамда *Фп* шу марказга нисбатан даврий ҳаракатланади. Бу нуқта аниқроғи, катта бўлмаган ношаффоф аъзо-қора допраща шаклида кўрсатилган. Унинг соявий тасвири *Фп* билан бирга кетма-кет 1, 2 ва ҳ. к. ҳолатларни эгаллаб кўчади. Танадаги бошқа аъзолар (суяклар, ва бошқалар) *Фп* да қандайдир умумий «фон» ҳосил қиладилар, чунки улар рентген нурларини ҳар доим тўса олмайдилар. Тебраниш марказининг ҳолатини ўзгартириб, тананинг қатламма-қатлам рентген тасвирини олиш мумкин. Мана шундан *томография* (қатламма-қатлам ёзиб олиш) нома келиб чиққан.

Рентген нурларинининг ингичка дастасидан ва *Фп* ўрнига поновчи нурларинининг ярим ўтказгичли детекторларидан (32.5-§ га қаранг) ташкил топган экрандан ҳамда ЭХМ дан фойдаланиб томографияда соявий рентгенли тасвирни ишлаб чиқиш мумкин. Томографиянинг бундай замонавий варианты (ҳисоблаш ёки компьютерли рентген томография) тананинг қатламли тасвирини, электрон нурли трубканинг экранида ёки қоғозда, 2 мм дан кичик бўлган деталларигача (рентген нурларинини ютиш фарқи 0,1 процент бўлганда) фарқлаш имконини беради. Бундан фойдаланиб, масалан, миянинг кулранг ва оқ моддаларини фарқлай олиш ҳамда жуда кичик ўсимталарни кўриш мумкин.

Биринчи Нобель мукофоти Рентгенга (1901) тақдим этилган эди, компьютерли рентген томографияни ишлаб чиққанлари учун 1979 йил Г. Хаунофилд ва Мак-Кормак Нобель мукофотига сазовор бўлишди.

Радиоактивлик.
Ионловчи
нурланишнинг
модда билан
ўзаро таъсири



Ионловчи нурланишнинг кенг тарқалган манбаларидан бири атом ядроларининг парчаланиши ҳисобланади. Бу бобда бу масала билан бир қаторда ионловчи нурланишнинг модда билан ўзаро таъсири ҳам кўриб чиқилади.

32.1-§. РАДИОАКТИВЛИК

Турғун бўлмаган ядроларнинг бошқа ядролар ёки элементар заррачалар чиқариш билан кечадиган ўз-ўзидан парчаланишига *радиоактивлик* дейилади. Бу жараённинг бошқа ядровий ўзгаришлардан фарқ қилдириб турувчи характерли хусусияти — унинг ўз-ўзидан содир бўлиши (спонтанлиги) дир.

Табиий ҳамда сунъий радиоактивлик мавжуд.

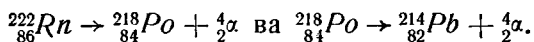
Табиий радиоактивлик табиий шароитларда мавжуд бўлган нотурғун ядроларда учрайди. *Сунъий радиоактивлик* деб турли ядровий реакциялар натижасида ҳосил бўладиган ядроларнинг радиоактивлигига айтилади. Табиий ва сунъий радиоактивликлар орасида катта фарқ йўқ, улар умумий қонуниятларга бўйсунадилар.

Радиоактив парчаланишнинг асосий турларини кўриб чиқамиз.

Альфа-парчаланиш ядронинг α -заррача чиқариб ўз-ўзидан емирилишидир. Силжиш қонунини ҳисобга олиб альфа-парчаланиш схемасини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:



бу ерда X ва Y мос равишда оналик ва қизлик ядроларнинг белгилари. α -парчаланишга мисол радоннинг полонийга, полонийнинг эса қўрғошнинг айланишидир:



Қизлик ядронинг ва α -заррачанинг тинч ҳолатдаги массалари йиғиндиси оналик ядронинг тинч ҳолатдаги массасидан кичик бўлади, худди шуни уларнинг тинч ҳолатдаги энергияларига нисба-

тап ҳам айтиш мумкин. Энергиялар фарқи α -заррача ва қизлик ядронинг кинетик энергиясига тенг.

α -парчаланишда қизлик ядро фақат нормал ҳолатлардагина эмас, балки ғалаёнланган ҳолатларда ҳам пайдо бўлади. Улар дискрет қийматлар қабул қилганлиги учун радиоактив модданинг ҳар хил ядроларидан учиб чиққан α -заррачаларнинг энергияси ҳам дискрет қийматга эга бўлади. Қизлик ядронинг ғалаёнланиш энергияси кўпинча γ -фотонлар кўринишида ажралиб чиқади. Шунинг учун α -парчаланиш γ -нурланиш билан бирга содир бўлади.

Агар қизлик ядро радиоактив бўлса охири турғун ядро билан тугайдиган қатор емирилишлар занжири ҳосил бўлади.

Бета парчаланиши — ядро ичида нейтрон ва протоннинг ўзаро айланишидан иборат. β -парчаланиш 3 турга бўлинади.

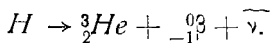
1. Электрон ёки β^- -парчаланиш, ядродан β^- -заррача (электрон) учиб чиқишида намоён бўлади. β^- -заррачаларнинг энергияси 0 дан E_{max} гача бўлган ҳар хил қийматларни қабул қилади, энергиялар спектри туташ бўлади (32.1-расм). Бу дискрет ядровий ҳолатларга тўғри келмайди. 1932 йилда В. Паули ядродан β^- -заррача билан бир вақтда бошқа, нейтрал, массаси жуда кичик бўлган заррача ҳам учиб чиқади, деб тахмин қилган эди. Э. Ферми таклифи билан бу заррачага нейтрино деб аталди. Кейинчалик β^+ -парчаланишда нейтрино, β^- -парчаланишда антинейтрино ҳосил бўлиши аниқланди.

β^- -парчаланишда ажралиб чиқадиган энергия β^- -заррача ва нейтрино ёки антинейтрино ўртасида тақсимланади.

Силжини қондаси ҳисобга олинганда β^- -парчаланиш схемаси қуйидагича:



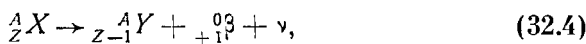
бу ерда $\bar{\nu}$ — антинейтронинг белгиланиши. β^- -парчаланишга мисол тритийнинг гелийга айланишидир:



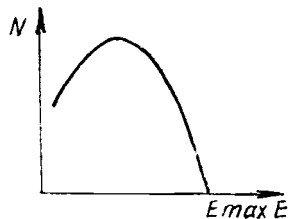
β^- -парчаланишда ядро ичида нейтроннинг протонга айланиши натижасида электрон ҳосил бўлади:



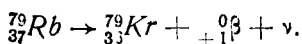
2. Позитрон ёки β^+ -парчаланиш. β^+ -парчаланишнинг схемаси:



бу ерда ν — нейтронинг белгиланиши. β^+ -парчаланишга мисол рубидийнинг криптонга айланишидир:



32.1-расм.



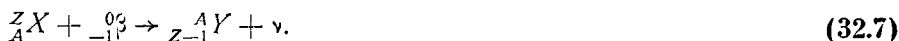
β^+ -парчаланишида ядро ичидаги протон нейтронга айланиши натижасида позитрон ҳосил бўлади:



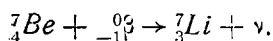
3. Электрон ёки e -тутилиш. Радиоактивликнинг бу тури ядро атомнинг ички электронларидан бирини тутиб олиб, бунинг натижасида ядронинг протони нейтронга айланишидан иборатдир:



Электрон тутилиш схемаси:



e -тутилишга мисол бериллийнинг литийга айланишидир:



Электрон қайси ички қобиқдан тутилишига қараб K -тутилиш, L -тутилиш ва ҳ. к. лар фарқланади. Электрон тутилиш рўй берганда электрон қобиғида жойлар бўшайди, шунинг учун бу ҳилдаги радиоактивлик характеристик рентген нурланиши билан биргаликда юз беради. Айнан рентген нурланишига қараб e -тутилиш аниқланган.

β -парчаланишида γ -нурланиш пайдо бўлиши мумкин.

Ядроларнинг спонтан (ўз-ўзидан) бўлиниши, протон радиоактивлик ва шу кабилар ҳам радиоактивлик ҳодисеси бўлиб ҳисобланади. Элементар заррачаларнинг бир-бирига айланиши ҳам айрим ҳолларда радиоактивлик тушунчасига тааллуқли бўлади.

32.2-§. РАДИОАКТИВ ПАРЧАЛАНИШИНИНГ АСОСИЙ ҚОНУНИ. АКТИВЛИК

Радиоактив парчаланиш — бу статистик ҳодисадир. Берилган нотурғун ядро қачон парчаланишини олдиндан айтиш мумкин эмас, фақат бу ҳодиса тўғрисида эҳтимоллий фикрлар юритиш мумкин. Кўп сонли радиоактив ядролар учун парчаланмаган ядроларнинг (сонининг) вақтга боғлиқлигини ифодаловчи статистик қонун яратиш мумкин.

Етарлича кичик dt вақт интервалида dN та ядро парчалансин. Бу сон вақт интервали dt га ва радиоактив ядроларнинг умумий сони N га пропорционалдир:

$$dN = -\lambda N dt \quad (32.8)$$

бу ерда λ — парчаланиш доимийси бўлиб, у радиоактив ядроларнинг парчаланиш эҳтимолигига пропорционал ва ҳар хил радиоактив моддалар учун турлича бўлади. $dN < 0$ бўлгани учун « — » ишора қўйилади, чунки парчаланмаган ядролар сони вақт ўтиши билан камая боради. Ўзгарувчиларни ажратиб, (32.8) ни интеграллаймиз, бунда интегралнинг қўйи чегараси бошланғич шартларга мослигини ($t = 0, N = N_0$; N_0 — радиоактив ядроларнинг бошланғич сони), юқори чегараси эса t ва N нинг қўйиматларига мослигини ҳисобга оламиз: $\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda_0 \int_0^t dt, \ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t$. Бу ифо-

дани потенциаллаб қўйидагига эга бўламиз:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (32.9)$$

Бу радиоактив парчаланишнинг асосий қонунидир: вақт ўтиши билан ҳали парчаланмаган радиоактив ядролар сони экспоненциал қонунга мувофиқ камаяди.

32.2-расмда турли моддаларга ($\lambda_1 > \lambda_2$) тааллуқли 1 ва 2 эгри чизиқлар тасвирланган; радиоактив ядроларнинг бошланғич сони N_0 бир хил.

Амалда парчаланиш доимийси ўрнига кўпинча радиоактив изотопнинг бошқа характеристикаси — ярим парчаланиш даври T дан фойдаланилади. T — бу радиоактив ядроларнинг ярми парчаланиши учун кетадиган вақтдир. Бу таъриф жуда кўп сонли ядролар учун ўриналидир. 32.2-расмда ва 1 ва 2 эгри чизиқлар ёрдамда ядроларнинг ярим парчаланиш даври қандай аниқланиши кўрсатилган; $\frac{N_0}{2}$ — га мос келадиган тўғри чизиқ 1 ва 2 эгри чизиқлар билан кесишадиган қилиб ўтказилади. Кесилиш нуқталарининг абсциссалари T_1 ва T_2 қўйиматларни беради.

T ва λ орасидаги боғланишни аниқлаш учун (32.9) тенгламага N ва t ўрнига қўйидагиларни қўямиз: $N = \frac{N_0}{2}$ ва $t = T$ у ҳолда бу тенгликни N_0 га қисқарттириб, логарифмласак:

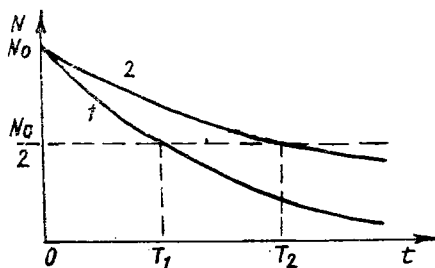
$$T = \ln 2 / \lambda \approx 0,69 / \lambda. \quad (32.10)$$

Радиоактив манбалар билан ишлашда препаратдан 1 секундда учиб чиқадиган заррачалар ёки γ -фотонлар сонини билиш муҳимдир. Бу сон парчаланиш тезлигига пропорционал, шунинг учун *активлик* деб аталадиган парчаланиш тезлиги радиоактив препаратнинг муҳим характеристикасидир:

$$A = - \frac{dN}{dt}. \quad (32.11)$$

(32.8) — (32.10) лардан фойдаланиб, активлик учун қўйидаги боғланишларни топиш мумкин:

$$A = - \frac{dN}{dt} = \lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t}, \quad (32.12)$$



32.2-расм.

$$A = \frac{N}{T} \ln 2.$$

(32.13)

Демак, радиоактив ядролар қанча кўп бўлса ва уларнинг ярим парчаланиш даври қанча кичик бўлса, препаратнинг активлиги шунча катта бўлади. Препаратнинг активлиги вақт ўтиши билан экспоненциал қонунга мувофиқ камайиб боради.

Активлик бирлиги — *беккерель* (Бк) бўлиб, у 1 секундда бир парчаланиш акти содир бўладиган радиоактив манбадаги нуклиднинг активлигига мосдир.

Энг кўп ишлатиладиган активлик бирлиги *кюри* (Ки); $1\text{Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Бундан ташқари активликнинг системага кирмаган бирлиги — *резерфорд* (Рд) ҳам мавжуд: $1\text{Рд} = 10^6 \text{ Бк} = 10^6 \text{ с}^{-1}$.

Радиоактив манба масса бирлигининг активлигини характерлаш учун *солиштирма масса активлиги* деган катталик киритилади ва у *изотоп активлигининг унинг массасига нисбатига тенг*. Солиштирма масса активлиги *килограммга беккерель* (Бк/кг) билан ифодаланadi.

32.3-§. ИОНЛАНТИРУВЧИ НУРЛАНИШНИНГ МОДДА БИЛАН ЎЗАРО ТАЪСИРИ

Зарядланган заррачалар ва γ -фотонлар моддада тарқалаётиб, унинг электронлари ва ядролари билан ўзаро таъсирлашади, натижада модданинг ҳамда заррачаларнинг ҳолати ўзгаради.

Зарядланган заррачалар (α ва β) моддадан ўтишида энергия йўқотишининг асосий механизми ионизацион тормозланиш ҳисобланади. Бу ҳолда заррачаларнинг кинетик энергияси муҳит атомларини қўзғатишга ва ионлантиришга сарфланади.

Заррачанинг модда билан ўзаро таъсири миқдорий жиҳатдан ионланишининг чизиқли зичлиги, модданинг чизиқли тормозлаш қобилияти ва заррачанинг ўртача чизиқли югуриш йўли билан баҳоланади.

Ионланишининг чизиқли зичлиги i деганда dl элементар йўлда зарядланган ионлантирувчи заррача ҳосил қилган бир хил ишорали нонлар сони dn нинг шу масофага нисбати тушунилади:

$$i = \frac{dn}{dl}.$$

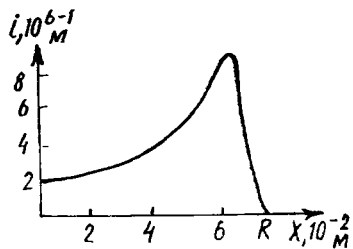
Моддада dl элементар йўлни ўтишда зарядланган ионлантирувчи заррача йўқотган энергия dE нинг шу масофа узунлигига нисбати модданинг *чизиқли тормозлаш қобилияти* S дейилади:

$$S = \frac{dE}{dl}.$$

Ионлантирувчи заррачанинг *ўртача чизиқли югуриш йўли* деб, зарядланган ионлантирувчи заррачанинг берилган моддадаги югуриш йўлининг боши ва охири ўртасидаги масофанинг ўртача қийматига айтилади.

Ионланиш чизиқли зичлигининг α -заррачанинг муҳит (ҳаво)

да босиб ўтган йўли x га боғлиқлиги графиги 32.3-расмда кўрсатилган. Заррача муҳитда ҳаракатланган сари унинг энергияси ва тезлиги камаяди, ионланишнинг чизиқли зичлиги эса бунда ортади ва фақат заррачанинг югуришдан тўхташида кескин камаяди. i нинг ортишига сабаб шундаки, α -заррачанинг тезлиги кичик бўлганда у атом ёнида кўп вақт бўлади ва шунинг учун атомнинг ионланиш эҳтимолиги ортади. Расмдан кўришиб турибдики, нормал босимда табиий радиактив изотопларнинг заррачасининг ионланиш чизиқли зичлиги ҳавода жуфт ион



32.3-расм.

$$i = (2 \div 8) \cdot 10^6$$

ни ташкил этади.

Битта молекула ионлантириш учун 34 эВ га яқин энергия талаб қилиниши туфайли модданинг (ҳавонинг) чизиқли тормозлаш қобилияти S нинг қиймати 70—270 МэВ оралиқда бўлади.

α -заррачанинг ўртacha югуриш йўли унинг энергиясига боғлиқ. Ҳавода у бир неча сантиметрга, суюқликда ва тирик организмда 10—100 мкм га тенг. Заррачанинг тезлиги молекулалар иссиқлик ҳаракати тезлигигача секинлашгач, у моддада 2 электрон тутиб олиб, гелий атомига айланади.

Ионланиш ва ғалаёнланиш бирламчи жараёнлардир. Молекуляр иссиқлик ҳаракати тезлигининг ортиши, характеристик рентген нурланиши, радиолюминесценция, химиявий жараёнлар иккиламчи жараёнлар бўлиши мумкин.

α -заррачаларнинг ядролар билан ўзаро таъсирлашиши ионланишга нисбатан анча кам учрайдиган жараёндир. Бу вақтда ядровий реакциялар ва шунингдек α -заррачаларнинг сочилиши рўй бериши мумкин.

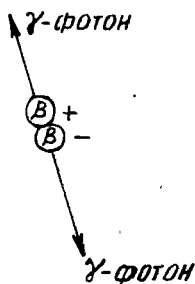
Бета нурланиш ҳам α -нурланиш каби моддани ионлантиради. Ҳавода β -заррачаларнинг ионлантириш чизиқли зичлиги қуйидаги формулага асосан ҳисобланиши мумкин:

$$i = k(c/v)^2,$$

бу ерда $k \approx 4600$ жуфт ион/м.

β -заррачалар ионланиш ва ғалаёнланишдан ташқари бошқа жараёнларни ҳам юзага келтириши мумкин. Масалан, электронлар тормозланганда тормозли рентген нурланиши юзага келади. β -заррачалар модданинг электронларида сочилиб, уларнинг йўллари моддада кескин эгилади. Агар электрон муҳитда ўша муҳитдаги ёруғликнинг тарқалиш тезлигидан катта тезлик билан ҳаракатланса, *характерли Черенков нурланиши (Черенков—Вавилов нурланиши)* юзага келади.

β^+ -заррача моддadan ўтаётганда электрон билан шундай ўзаро таъсирлашадик, натижада электрон-позитрон жуфти ўрнига иккита γ -фотон юзага келиш эҳтимолиги катта бўлади. γ -фотоннинг



32.4-расм.

юзага келиш схемаси 32.4-расмда кўрсатилган бўлиб, бу жараёнга *аннигиляция* дейилади. Аннигиляцияда ҳосил бўладиган ҳар бпр γ -фотоннинг энергияси электроннинг ёки позитроннинг тинчликдаги энергиясидан, яъни 0,51 МэВ дан кам бўлмаслиги керак.

β -нурланишни заплаштирадиган жараёнлар хилма-хил бўлишига қарамасдан, унинг интенсивлиги (31.8) га ўхшаш экспоненциал қонунга мувофиқ ўзгаради, деб тахминан ҳисоблаш мумкин.

β -нурланиш моддадан ўтишида ютилишнинг характеристикаларидан бири сифатида ярим ютилиш қатлами тушунчасидан фойдаланиш мумкин, бу қатламдан ўтишда нурланиш интенсивлиги икки марта камайд.

β -заррачалар организм тўқимасига 10—15 мм чуқурликкача ўтади деб ҳисоблаш мумкин. β -нурланишдан ҳимоя сифатида алюминийдан, плексигласдан ёки бошқа моддалардан ясалган юпқа экранлар хизмат қилади. Масалан, 0,4 мм қалинликдаги алюминий ёки 1, 1 мм қалинликдаги сув қатламп $^{32}_{15}\text{P}$ -фосфордан чиққан β -нурланишни 2 марта камайтиради.

γ -нурланиш моддага тушганида рентген нурланишига хос бўлган жараёнлар (когерент сочилиш, Комптон эффекти, фотоэффеки, 31.3-§ га қаранг) билан бир қаторда рентген нурланишнинг модда билан ўзаро таъсирга хос бўлмаган жараёнлар ҳам рўй беради. Бундай жараёнларга қуйидагилар тааллуқлидир: γ -фотоннинг энергияси электрон ва позитроннинг тинчликдаги энергиялари йиғиндиси (1,02 МэВ) дан кичик бўлмаганда электрон-позитрон жуфтнинг ҳосил бўлиши, катта энергияли γ -фотонлар атом ядролари билан ўзаро таъсирлашганида ҳосил бўладиган фотоядровий реакциялар. Фотонлар реакциялари содир бўлиши учун фотон энергияси битта нуклонга тўғри келувчи боғланиш энергиясидан кам бўлмаслиги керак.

γ -нурланишлар таъсирида содир бўладиган турли жараёнлар натижасида зарядланган заррачалар ҳосил бўлади: демак γ -нурланиш ҳам ионлаштирувчи нурланишдир.

γ -нурланиш дастасининг моддадаги заифланиши (31.8) экспоненциал қонун билан ифодаланади. Ютилишнинг чизиқли (ёки масса) коэффицентини 3 та асосий ўзаро таъсирланиш жараёни-фотоэффеки, Комптон эффеки ва электрон-позитрон жуфтнинг ҳосил бўлишини ҳисобга олувчи ютилиш коэффицентларнинг йиғиндиси сифатида тасаввур қилиш мумкин:

$$\mu = \mu_{\text{ф}} + \mu_{\text{нк}} + \mu_{\text{п}}. \quad (32.14)$$

Бу асосий ўзаро таъсирланиш жараёнлари фотон энергиясига боғлиқ бўлган турли эҳтимоликлар билан содир бўлади (32.5-расм; эгри чизиқ кўрғошин учун олинган). Расмдан кўришиб турибдики, кичик энергияларда асосий ролни фотоэффеки ўртача

энергияларда Комpton эффе́кти ва 10 МэВ дан катта энергияларда электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлиш жараёни ўйнайди.

γ-фотон дастаси заифланишининг экспоненциал қонуни тақрибий бажарилади. Бу айниқса катта энергиялар учун тааллуқлидир. Бу γ-нурланиш модда билан ўзаро таъсирлашганда содир бўладиган иккиламчи жараёнлар билан боғлиқдир. Масалан, электронлар ва позитронлар тормозланиш ва аннигиляцияланиш натижасида янги γ-фотонлар ҳосил бўлиши учун етарли энергияларга эга бўладилар.

Нейтронлар оқими ҳам ионизациялаштирувчи нурланишлар оқими бўлиб ҳисобланади, чунки нейтронларнинг атом ядролари билан ўзаро таъсири натижасида зарядланган заррачалар ва γ-нурланиш ҳосил бўлади. Буни бир неча мисолларда намоён қиламиз:

— ядролар нейтронларни тутганда бўлиниши, бунда радиоактив парчалар, γ-нурланиш ва зарядланган заррачалар ҳосил бўлади;

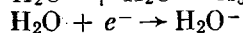
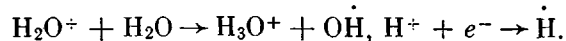
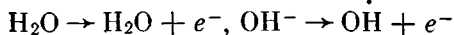
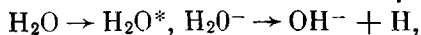
— α-заррачалар ҳосил бўлиши масалан, ${}_{13}^{27}\text{Al} + {}_0^1n = {}_{11}^{24}\text{Na} + {}_2^4\alpha$;

— протонлар ҳосил бўлиши, масалан, ${}_{7}^{14}\text{N} + {}_0^1n = {}_{6}^{14}\text{C} + {}_1^1p$.

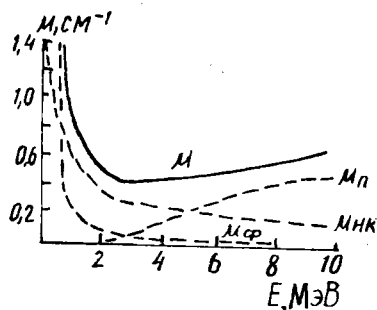
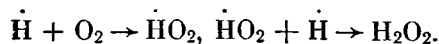
32.4-§. ИОНЛАНТИРУВЧИ НУРЛАНИШЛАРНИНГ ОРГАНИЗМГА ТАЪСИРИНИНГ БИОФИЗИК АСОСЛАРИ

Ионлантирувчи нурланишнинг организмга таъсиридаги бирламчи физикавий-химиявий жараёнларни кўриб чиқишда иккита принцип жиҳатдан турлича бўлган икки хил ўзаро таъсирни — сув молекулалари билан ва органик бирикмалар молекулалари билан ўзаро таъсирлашувни ҳисобга олиш керак.

Ионлантирувчи нурланишлар таъсирида моддада *радиолиз* деб аталган химиявий ўзгаришлар содир бўлади. Сув *радиолизининг* мумкин бўлган механизмларини кўрсатамиз:

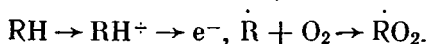
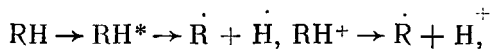


Ҳислород билан реакция гидропероксид ва водород пероксиди ҳосил бўлишига олиб келади;



32.5-расм.

Органик бирикмалар молекулаларининг ионлантирувчи нурланишлар билан ўзаро таъсири натижасида галаёйланган молекулар, ионлар, радикаллар ва пероксидлар ҳосил бўлади:



Келтирилган реакциялардан тушунарлики, бу химиявий жиҳатдан юксак актив бирикмалар биологик системанинг бошқа молекулалари билан ўзаро таъсирлашади, натижада бу ҳужайралар, мембраналар ва бутун организм функциялари бузилишига олиб келади.

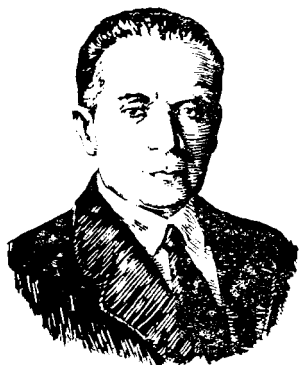
Ионлантирувчи нурланишларнинг биологик таъсири учун характерли бўлган умумий қонуниятларнинг айримларини кўриб чиқамиз.

Нурланишнинг ютилган жуда кичик миқдори таъсирида сезиларли даражадаги биологик бузилишлар содир бўлади.

Ионлантирувчи нурланиш фақат нурланаётган биологик объектгагина эмас, ҳужайранинг ирсият аппарати орқали кейинги авлодига ҳам таъсир этади. Бу ҳолат ҳамда уни шартли прогнозлаш организмни нурланишдан ҳимоя қилиш масаласини кескин қилиб қўяди.

Ионлантирувчи нурланишнинг биологик таъсирига яширин (*латент*) давр хосдир. Нурланишнинг бир хил дозасига ҳужайранинг турли қисмларининг сезгирлиги турличадир (33-бобга қ.). Нурланишнинг таъсирига ҳужайранинг ядроси энг сезгир бўлиб ҳисобланади.

Бўлиниш қобилияти ҳужайранинг энг назик функцияси бўлгани учун нурланишда энг аввал ўсувчи тўқималар жароҳатланади. Шунинг учун ионлантирувчи нурланиш айниқса бола организми учун (эмбрионлик давридан бошлаб) хавфлидир. Одам организмнинг доимий ёки даврий бўлиниб турадиган ҳужайралардан ташкил топган тўқималарига, масалан, ошқозон ва ичакнинг шиллимиқ пардасига, қон ҳосил қилувчи тўқималарга, жинсий ҳужайраларга ва ҳ. к. га нурланиш ҳалокатли таъсир этади. Тез ўсадиган тўқималарга ионлантирувчи нурланишнинг таъсиридан ўсимталарни (шишларни) даволаш мақсадида фойдаланилади. Нурланиш-



Александр Леонидович
Чижевский
(1897—1964)

Совет биофизиги, совет гелиобиологиясининг асосчиси. Космик ва физикавий омилларнинг жонли табиатидаги жараёнларга таъсирини ҳамда ҳаводаги ионларнинг организмларга таъсирини тадқиқ қилган, ҳаракатланаётган қон структуравий элементларининг фазовий тузилишини кашф этган.

нинг дозаси катта бўлганида «нур остида ўлим» юз бериши мумкин, кичик дозасида эса ҳар хил касалликлар (нурланиш касаллиги ва бошқалар) юзага келади.

32.5-§. ИОНЛОВЧИ НУРЛАНИШЛАР ДЕТЕКТОРЛАРИ

α -, β -, рентген ва γ -нурланишларни, нейтронлар, протонларни қайд қилувчи асбоблар *ионловчи нурланишлар детекторлари* деб аталади. Заррачаларнинг энергиясини ўлчашда, ўзаро таъсирлашиш жараёнини, парчаланишни ўрганишда ҳам детекторлардан фойдаланилади.

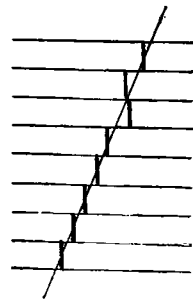
Детекторларнинг ишлаши қайд қилинувчи заррачалар моддада ҳосил қиладиган жараёнларга асосланган.

Шартли равишда детекторларни учта гурпуга бўлиш мумкин: *изли* (трекли) детекторлар, *счётчиклар* ва *интеграл қурилмалар*.

Трекли детекторлар заррачаларнинг траекториясини (изини) кузатишга имкон беради, счётчиклар заррачаларнинг берилган фазода пайдо бўлишини қайд қилади, интеграл қурилмалар ионлантирувчи нурланиш оқими ҳақида маълумот беради. Яна бир бор бу таснифлаш (классификация) нинг шартли эканлигини таъкидлаб ўтамиз. Масалан, учиб ўтаётган заррачаларни санаш учун изли детектордан фойдаланиш мумкин, счётчикда заррачаларни биттадан санаб қайд қилишдан ионловчи нурланиш оқимини баҳолашга ўтиш мумкин ва ҳ. к.

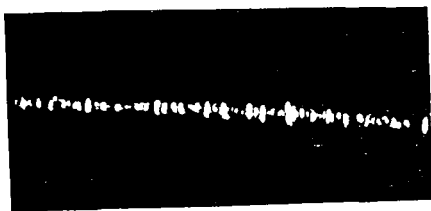
Изли детекторлар қаторига Вильсон камераси, диффузион камера, пуфакчали камера, учқунли камера ва қалин қатламли фотопластинкалар киради. Бу қурилмаларнинг умумий томони шундан иборатки, кузатилаётган заррача ўз йўлидаги модданинг молекулалари ва атомларини ионлантиради. Ҳосил бўлган ионлар иккиламчи эффе́ктларга қараб намоён бўлади: *ўта тўйинган буғнинг конденсацияси* (Вильсон камераси ва диффузион камера); *ўта иситилган су-юқликнинг буғ ҳосил қилиши* (пуфакчали камера); *газларда разрядларнинг ҳосил бўлиши* (учқунли камера), *фотохимиявий таъсир* (қалин қатламли фотопластинкалар).

Санаб ўтилган методларнинг кўпчилиги ўқувчига ўрта мактаб физика курсидан маълум бўлганлиги учун намуна сифатида учқунли камера ишнинг кўриб қўяқоламиз. Бу камерада ишлатиладиган электродлар ораси газ билан тўлдирилган. Камерадаги фазодан заррача ўтаётганда электродларга юқори вольтли кучланиш берилади ва кучланишни улаш учун сигнални бошқа детекторлар беради. Газ атомлари ионланганда заррачанинг траекторияси атрофида электронлар ҳосил бўлиб, электр майдон уларни тезлантиради ва уларнинг ўзи зарбаланишнинг натижасида вужудга келтиради. Натижада траекториянинг кичик участкаларида кўзга кўринадиган учқунли разряд ҳосил бўлади.



32.6-расм.

32.6-расмда тор оралиқли учқунли камеранинг схемаси кўрсатилган. Камерага жойлашти-



32.7-расм.

дан сўнг тахминан 10^{-5} с дан кейин юқори вольтли кучланиш олинди. Бу вақт оралигида учқунлар фақат қайд қилинадиган заррача ҳосил қиладиган бирламчи ионланиш соҳасида ҳосил бўлади. 32.7-расмда стримерли учқунли камерадаги заррачанинг излари тасвирланган.

Интеграл детекторлар қаторига фотоленкалар (плёнкада чиқарилгандан кейинги суратларнинг қорайиш даражаси қайд қилинади), узлуксиз ишлайдиган ионизацион камералар киради.

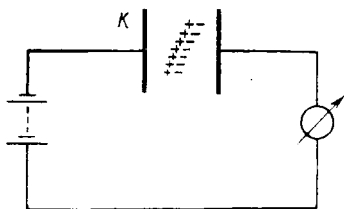
Узлуксиз ишлайдиган ионизацион камеранинг тузилишини ва ишлашини кўриб чиқамиз. Бу камера ичига газ тўлдирилган конденсатор K дан иборат (32.8-расм). Гага нуруланиш тушганида у ионланади ва занжирда электр токи вужудга келади, уни кучайтириб, ўлчанади. Ток кучи камерада 1 секундда пайдо бўладиган ионлар сонига ва демак, ионлантирувчи заррача энергиясининг оқимига пропорционалдир.

Баъзи қурилмаларда радиоактив заррачалар таъсирида конденсаторнинг разрядланиши электрометрларда ўлчанади.

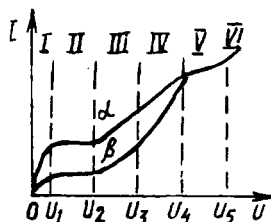
Счетчиклар қаторига газ разрядли қурилмаларнинг катта группаси (импульсли ионизацион камералар, пропорционал счетчиклар, Гейер—Мюллер счетчиклари), шунингдек, люминесцент яримўтказгичли қурилмалар ва бошқалар киради.

Заррачалар газли ораллиққа тушганида вужудга келадиган ток импульси I (бир импульсда иштирок қилувчи ионлар сони)нинг электроддаги кучланишларига қандай боғлиқлигини таҳлил қилайлик. (32.9-расм; эгри чизиқлар α - ва β -заррачаларга мосдир).

Иккала эгри чизиқни шартли равишда турли жараёнларга хос бўлган олтига соҳага бўлиш мумкин.



32.8-расм.



32.9-расм.

* *Стримерлар* деб газларда электр разряди пайтида ҳосил бўладиган ёруғланувчи тармоқланган кавалларга айтилади.

Рекомбинацияланган соҳаси I да ионларнинг бир қисми рекомбинацияланади. Кучланиш ортган сарф рекомбинацияланадиган ионлар сони камайди, электродларга етиб борадиган ионлар сони кўпаяди. α -заррачаларнинг ионлантириш қобилияти β -заррачанинг ионлантириш қобилиятидан катта бўлгани учун, уларнинг эгри чизиклари турличадир.

II соҳа тўйинишга тўғри келади. Ҳамма бирламчи ионлар электродларга етиб боради, лекин иккиламчи ионларни ҳали бошланмаган. Бу соҳада ионизация камера ишлайди.

III соҳада иккиламчи ионларни бошланади, лекин бунда ток импульси бошланғич ионларнишга пропорционалликка қолади. Кучайтирилгандан кейинги ионлар жуфти сони N ионлантирувчи заррача ҳосил қилган бошланғич ионлар жуфтнинг сони N_0 га пропорционалдир:

$$N = kN_0, \quad (32.15)$$

бу ерда k — кучайтириш коэффициентини ($k = 10^3 \div 10^6$). k счетчикнинг конструкциясига ва фойдаланиладиган газнинг табиатига боғлиқ. Пропорционал счетчиклар айти мана шу соҳада ишлайди. N_0 ва демак N ҳам заррачанинг туригагина эмас, унинг энергиясига ҳам боғлиқ бўлгани учун, пропорционал счетчикларда заррачаларнинг энергиясини ҳам ўлчаш мумкин.

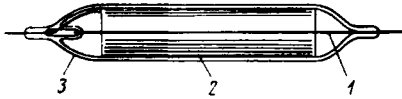
IV соҳа чегараланган пропорционаллик соҳаси дейилади. Бу соҳада ҳали бошланғич ионизацияга боғланиш намоён бўлиб туради. Лекин U_4 нинг қийматига яқинлашганда бу боғланиш йўқолади. U_4 нинг қиймати Гейгер соҳасининг бўсағаси дейилади ва у счетчикнинг конструкциясига, счетчикда фойдаланиладиган газнинг босимига ва турига боғлиқ. Бу соҳада бошланғич ионизация кичик бўлса ҳам ток импульси етарли даражада катта бўлади.

V соҳада Гейгер-Мюллер счетчиги ишлайди. Бу ерда газ кучайтириш коэффициентини катта бўлади, лекин заррачаларнинг энергиясини ажратиб бўлмайди.

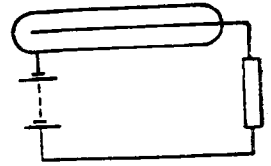
VI соҳада узлуксиз газ разряди вужудга келиб, у счетчикни тезда шидан чиқаради. V ва VI соҳалар мустақил газ разрядга мос келиб, заррачанинг ионловчи таъсири тўхтагандан кейин ҳам мустақил газ разряди давом этади.

Газ қурилмаларига мисол сифатида *Гейгер-Мюллер счетчигини* кўриб чиқиш мумкин. У коаксиал жойлашган 2 та цилиндрик электроддан иборат [32.10-расм: 1 — анод (ўқ бўлиб тортилган ингичка сим), — 2 — катод, у ишга трубкага чангланган металл 3 кўришида бўлади. Счетчик ичидаги газ босими 100—200 мм сим. устунига тенг. Электродларга бир неча юз вольтли кучланиш берилади. Счетчикка ионлантирувчи заррача киритилганида газда эркин электронлар вужудга келади ва улар анодга қараб ҳаракатланади. Сим ингичка бўлгани учун (диаметри 0,05 мм атрофида), унинг яқинида электр майдон асло бир жинсли эмас, майдон кучланганлиги катта бўлади. Электронлар симга яқин жойда шундай тезлашадик, газни ионлантира бошлайди. Натяжада разряд вужудга келади ва завжирда (32.11-расм) ток оқа бошлайди.

Гейгер-Мюллер счетчигидаги мустақил разрядни ўчириш керак, ақс ҳолда счетчик кейинги радиактив заррачаларни сезмай қолади. Разрядни ўчириш учун радиотехникавий метод ва трубкага кўп атомли газни қўшишга асосланган метод қўлланилади (ўзи ўчувчи счетчиклар).



32.10-расм.



32.11-расм.

Биринчи методнинг энг оддий варианты бўлиб счетчик билан кетма-кет уланган юқори омли резистор ҳисобланади. Бу резистордан ток ўтганида кучланиш пасаяди, счетчикдаги кучланиш камаяди ва разряд тўхтайтиди. Узи ўчувчи счетчиклар кўпроқ тарқалган бўлиб, бунда камера махсус занжирнинг қаршилиги кичик бўлганда ҳам разряд ўз-ўзидан ўчади.

Ташқи занжирда (резисторда) вужудга келадиган электр импульслари кучайтирилади ва махсус қурилмада қайд қилинади. Гейгер-Мюллер счетчиги билан биргаликда ишлайдиган Б-4 қурилмасининг ташқи кўришиши 32.12-расмда кўрсатилган.

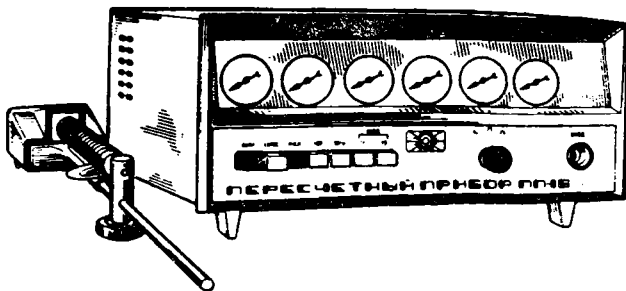
Сцинтилляцияцион (люминесцент) счетчикнинг ишлаш принципи ионловчи нурланиш таъсирида баъзи моддаларда ёруғликнинг қисқа муддатли чақнаши — сцинтилляцияси содир бўлишга асосланган. Ядро физикаси ривожланишининг биринчи босқичида сцинтилляциялар бевосита (асбобсиз) кузатиш пайтида қайд қилинган. Люминесцент счетчикларда фотоэлектрон кучайтиргичлардан фойдаланиб сцинтилляциялар автоматик равишда қайд қилинади.

Зарядланган заррачалар таъсирида $p-n$ ўтишларнинг электр ўтказувчанлиги қандай ўзгаришини ярим ўтказгичли счетчиклар сезади.

Кўриниб турибдики, юқорида санаб ўтилган детекторлар заррачалар муайян ҳажмда ионлар ҳосил қилганларида ишлайди. Шунинг учун α ва β -заррачаларни қайд қилишда счетчикларнинг ёки камераларнинг деворлари бу заррачаларни ўтказадиган бўлиши керак. Айрим ҳолларда α -нурланишни қайд қилиш учун унинг манбаи камера ичига жойлаштирилади, чунки бу заррачалар учун деворлари шаффоф бўлган камерани ясаш қийин.

Рентген ва γ -нурланишларни фотоэффект, Комптон эффекти ва ҳ. к. вужудга келтирган зарядланган заррачаларнинг ионланиши туфайли қайд қилиш мумкин.

Счетчиклар эффективлик, ажрата олиш вақти ва шу каби бошқа айрим умумий талабларни қондириши керак. Қайд қилинган заррачалар сонининг счетчикдан ўтган заррачаларнинг умумий сонига нисбатига *эффективлик* дейилади. Кетма-кет келаётган заррачаларни битта қилиб санаб юбормасдан ажратишга керак бўладиган минимал вақтга *ажратиш* (ёки ўлик) *вақти* дейилади.



32.12-расм.

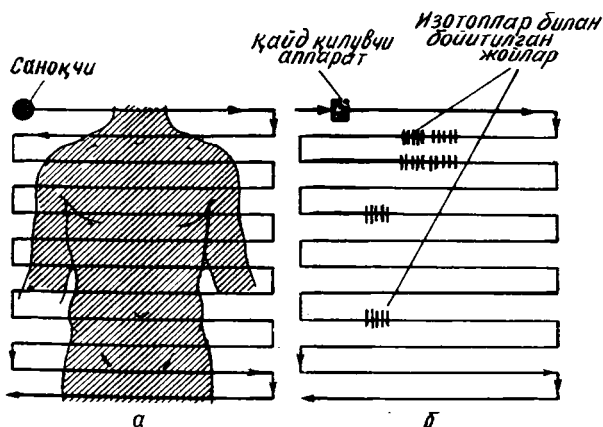
32.6-§. ТИББИЕТДА РАДИОНУКЛИДЛАРДАН ВА НЕЙТРОНЛАРДАН ҲОЙДАЛАНИШ

Радионуклидларнинг тиббиётдаги татбиқини икки гурпуага бўлиш мумкин. Биринчи гурпуага радиоактив индикаторлардан (нишонланган атомлардан) даволаш ва текширув мақсадларида Ҳойдаланиладиан методлар киради. Радионуклидларнинг ионлантирувчи нурланишларининг биологик таъсирининг даволаш мақсадларида қўлланилишига асосланган методлар иккинчи гурпуага киради. Нурланишнинг бактерицид таъсирини ҳам бу гурпуага киритиш мумкин.

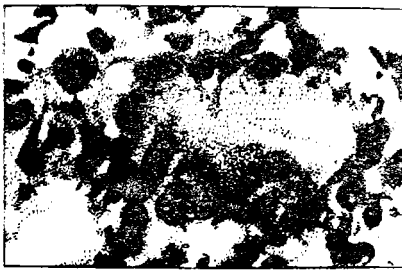
Нишонланган атомлар методи қуйидагидан иборат: танага радионуклидлар киритилади ва уларнинг тўпланган жойлари, аъзо ва тўқималардаги активлиги аниқланади. Масалан, қалқонсимон без касаллигига диагноз қўйиш учун танага радиоактив под $^{125}_{53}I$ ёки $^{131}_{53}I$ киритилади, радиоактив иоднинг бир қисми безда тўпланади. Унинг яқинига жойлаштирилган сеччик иоднинг тўпланишини қайд қилади. Радиоактив иоднинг концентрацияси ортиш тезлигига қараб қалқонсимон безнинг ҳолати ҳақида диагностик хулоса чиқариш мумкин.

Қалқонсимон безнинг рак ўсимтаси турли аъзоларга метастаза бериши мумкин. Бу аъзоларда радиоактив иоднинг тўпланиши метастаза ҳақида маълумот бериши мумкин.

Радионуклидларнинг тананинг турли аъзоларида тақсимланишини аниқлаш учун *гамма-топограф* (сцинтиграф) дан Ҳойдаланилади. Бу асбоб радиоактив препаратнинг интенсивлиги қандай тақсимланишини автоматик равишда қайд қилади. Гамма-топограф сканирловчи сеччикдан иборат бўлиб, у бирин-кетин бемор танасининг катта қисмидан ўтади. Нурланишни, масалан, қозога штрихли белги қўйиб қайд қилинади. 32.13-а расмда сеччикнинг йўли схематик равишда кўрсатилган. 32.13-б расмда эса қайд қилиш картаси кўрсатилган.



32.13-расм.



а



б

32.14-расм.

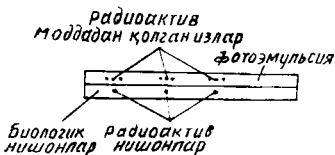
Радиоактив индикаторларни қўллаб, танадаги модда алмашинувини кузатиш мумкин. Танадаги суюқликнинг ҳажмининг бевосита ўлчаш қийин, нишонланган атомлар методигаси бу масалани ечишга имкон беради. Масалан, маълум миқдордаги радиоактив индикаторни қонга киритиб, индикатор қон юриш системасида текис тақсимланганидан сўнг, ҳажм бирлигидаги қоннинг активлигини билган ҳолда унинг умумий ҳажмини топиш мумкин.

Гамма-топограф ионлантирувчи нурланишнинг аъзолардаги нисбатан қўпол тақсимотини беради. Аниқроқ маълумотларни *авторадиография* *методи* билан олиш мумкин.

Бу методда текширилаётган объектга, масалан, биологик тўқимага сезгир фотомульсия қатлами суркалади. Объектда мавжуд бўлган радионуклидлар эмульсиянинг тегишли жойларида из қолдиришади, худди ўзи ўз суратини олгандек (методнинг номи ҳам шундан олинган). Олинган сурат *радиоавтограф ёки авторадиограмма* дейилади. 32.14-расмда бу методнинг қўлланилиши кўрсатилган. Бу ерда каламуш қалқонсимон безининг фолликуласи (а) ва радиоактив ^{14}C билан нишонланган аминокислота (лейцин) киритилгандан кейинги шу фолликуланинг авторадиограммаси тасвирланган. Фотоэмульсиядаги қора нуқталар (32.15-расм) очилган кумуш доналари бўлиб, фолликулада ^{14}C нинг тақсимланишини кўрсатади.

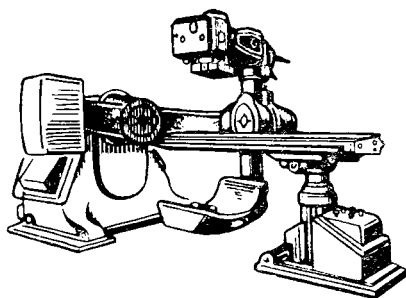
Радиоактив атомлар тирик аъзога шундай кам миқдорда киритиладики, на уларнинг ўзи ва на уларнинг парчаланиш маҳсулотлари танага зарар келтирмайди.

Радионуклидларнинг даволашда қўлланилиши асосан γ -нурланишдан фойдаланишга асосланган (γ -терапия). Гамма қурилма (32.16-расм) қуйидагилардан: манбадан (одатда ^{60}Co дан фойдаланилади), ичига манба жойлаштирилган химояловчи контейнердан иборат; бемор столга ётқизилади. Юқори энергияли γ -нурланишни қўллаш тана ичига чуқур жойлашган ўсимталарни бузишга имкон беради, шу билан бирга юзaroқ жойлашган аъзолар ва тўқималар γ -нурланишнинг нобуд қилувчи таъсирига кам учрайди.



32.15-расм.

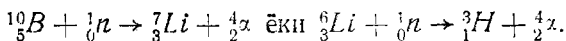
α -заррачаларни ҳам даволаш мақсадида қўллаш мумкин. Бу заррачаларда ионлаштиришнинг чизиқли зичлиги катта бўлгани учун улар қалин бўлмаган ҳаво қатламида ҳам ютилади. Шунинг учун терапияда альфа-заррачадан фойдаланишда (альфа-терапия) тана билан контактда бўлиши керак ёки уни тана ичига киритиш керак.



32.16-расм.

Радион терапияси характерли мисол бўлиб ҳисобланади: таркибда $^{222}_{86}\text{Rn}$ ва унинг қизлик маҳсулотлари бўлган минерал сув, терига таъсир этишда (ванна), овқат ҳазм қилиш аъзоларига таъсир этишда (сувни ичиш), нафас олиш аъзоларига таъсир этишда (ингалиция) фойдаланилади.

α -заррачаларнинг даволаш мақсадида яна бир қўлланилиши нейтронлар оқимидан фойдаланиш билан боғлиқ. Нейтронлар таъсирида ядросида α -заррачани ҳосил қилиб, ядро реакцияси содир бўладиган элемент аввал ўсимтага киритилади. Сўнгра ядро реакциясини ҳосил қиладиган нейтронлар оқими билан касалланган аъзо нурлантирилади ва натижада заррача пайдо бўлади (масалан, мана бу реакциялар:



Шундай қилиб, α -заррачалар ҳам тепки ядролар ҳам (ионлаштиришнинг чизиқли зичлиги юқори бўлган ионлантирувчи нурланишлар) аъзонинг ичида тўғридан-тўғри юзага келиб, шу аъзога бузувчи таъсир кўрсатиши керак. Радиоактив препаратни касалланган аъзога нана учида ҳам киритиш мумкин.

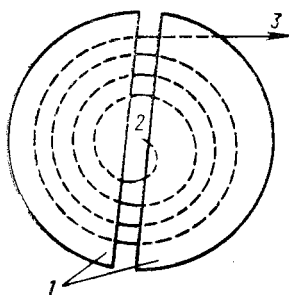
Радионуклидларнинг ва нейтронларнинг ионлантирувчи нурланишлари таъсирида даволашнинг бошқа усуллари ҳам мавжуд.

32.7-§. ЗАРЯДЛИ ЗАРРАЧАЛАР ТЕЗЛАТКИЧЛАРИ ВА УЛАРДАН ТИББИЁТДА ФОЙДАЛАНИШ

Электр ва магнит майдонлар таъсирида юқори энергияли зарядли заррачаларнинг дастасини шакллантирувчи қурилмага *тезлаткичлар* дейилади.

Тезлаткичлар 2 хил бўлади: *чизиқли* ва *циклик*. Чизиқли тезлаткичларда заррачалар тўғри чизиқли траектория бўйича ҳаракатланса, циклик тезлаткичларда айлана ёки спираль бўйлаб ҳаракатланади.

Мавжуд бўлган циклик тезлаткичлардан энг машҳури *циклотрон* бўлиб ҳисобланади (32.17-расм). Циклотронда расм текислигига перпендикуляр йўналган В магнит майдон индукцияси таъсирида зарядли заррача айланалар бўйлаб ҳаракатланади.



32.17-расм.

Дуантлар (1) орасидаги ўзгарувчан электр майдон заррачани тезлантиради. (16.28) формулага мувофиқ заррачанинг айланиш даври T унинг тезлигига ва траекторияси радиусига боғлиқ эмас. Шунинг учун ҳар бир дуантдаги исталган ярим айланани заррача бир хил вақтда босиб ўтади. Бу вақт электр тўрранишининг ярим даврига мос келади. Шундай қилиб магнит майдон заррачанинг айлана бўйлаб ҳаракатини таъминласа, электр майдон заррачанинг кинетик энергиясининг ўзгаришини таъминлайди. Заррачалар манбаи 2 циклотрон

марказига яқин жойга жойлаштирилади, тезлатилган заррачалар дастаси 3 тезлатилгандан сўнг циклотрондан учиб чиқади.

Циклотрон протонларни 20—25 МэВ гача тезлатиш қобилиятига эга. Тезлатилувчи заррачалар энергиясининг чегараланиши массанинг тезликка релятивистик боғланиши билан шартланади. Тезлик ортиши билан масса ортиши туфайли [(16.28) га қаранг] заррачанинг айланиш даври ҳам ортади. Бунинг натижасида заррачанинг ҳаракати билан электр майдон ўзгариши орасидаги синхронлик бузилади. Электр майдон заррачани тезлатиш ўрнига секинлаштиради. Шунинг учун циклотронда электронларни тезлатиш мумкин эмас, чунки улар релятивистик тезликка тез эришадилар.

Бу қийинчиликдан қутулиш учун электр майдон частотасини зарядли заррачанинг айланиш даври ўзгаришига мос равишда ўзгартириш керак. Бундай тезлатгич *фазотрон (синхроциклотрон)* дейилади, у протонларни 730 МэВ гача тезлатиш қобилиятига эга.

Бу масаланинг бошқача ечимини ҳам кўриб чиқиш мумкин: масса ортиши билан магнит майдон индукциясини орттириш керак. (16.28) формуладан кўринадики, бу ҳолда заррачанинг айланиш даврини ўзгартирмасдан сақлаш мумкин. Бундай типдаги тезлатгичга *синхротрон* дейилади.

Оғир заррачаларни гигаэлектронвольт ва ундан юқорироқ тартибдаги энергияларгача тезлатиш учун *синхрофазотрондан* фойдаланилади. Бу қурилмада магнит майдон ҳам, электр майдон частотаси ҳам ўзгартирилади. Дубнада ишлаётган синхрофазотрон протонларни 10 ГэВ гача тезлаштиради, Серпуховдаги синхрофазотрон 76 ГэВ гача тезлаштиради.

Энергияси юқори бўлмаган электронларнинг кенг тарқалган тезлаткичи *бетатрондир*. Бошқа циклик тезлаткичлардан фарқли равишда бетатронда электр майдон ташқи манбадан берилмайди, балки магнит майдон ўзгариши натижасида пайдо бўлади.

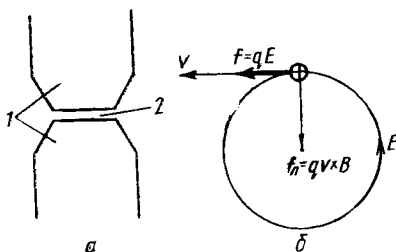
Электромагнит 1 нинг магнит майдони ўзгариши натижасида Максвелл назариясига асосан уюрмали электр майдон ҳосил бўлиши 32.18-расмда схематик равишда кўрсатилган. Магнит оралиғи 2 га жойлаштирилган вакуумли камерада электронлар тезлантирилади. Электр майдоннинг концентрик айланалар кўринишидаги куч

чизиқлари 32.18-а расм текислигига перпендикуляр текисликда жойлашади. 32.18, б-расмда электр майдон кучланганининг алоҳида чизиғи тасвирланган бўлиб, бу чизиқ электрон траекторияси билан тақрибан устма-уст тушади. Бу расмда \mathbf{V} векторнинг чизиқлари чизма текислигига перпендикуляр ва магнит индукцияси ортмоқда.

Электронни орбитада магнит майдон (Лоренц кучи) тутиб туради, электр майдон эса уни тезлантиради.

Бетатронлар электронларни ўнлаб мегаэлектрон-вольтларгача тезлатиш қобилиятига эга. Ҳозирги вақтда бетатронлардан асосан амалий мақсадларда, шу билан бир қаторда тиббиётда ҳам фойдаланилмоқда.

Тезлаткичларнинг тиббиётда қўлланилиши устида тўхтаб ўта-миз.



32.18-расм.

Зарядли заррачалар тезлаткичлари нур терапиясининг воситалари сифатида икки асосий йўналишда қўлланилади.

Биринчидан, бетатронда тезлаштирилган электронларнинг тормозланиши туфайли ҳосил бўладиган тормозли рентген нурланишидан фойдаланилади. Тормозли нурланишнинг фотон энергияси бир неча ўн мегаэлектрон-вольтга тенг бўлиб терапияга нисбатан эффе́кти кучлидир.

Иккинчидан, тезлатилган заррачалар — электрон ва протоннинг бевосита таъсиридан фойдаланилади. Электронлар бетатронда тезлантилади, протонлар дастаси эса бошқа тезлаткичлардан олинади. 32.3-расмдан маълумки, зарядланган заррачалар, шу жумладан протонлар ҳам энг кўп даражада тўхташидан олдин ионланади. Шунинг учун биологик объектга ташқаридан протонлар дастаси киритилганда унинг таъсири сиртқи қатламларга эмас, организм ичига чуқур жойлашган ўсимта тўқималарига кўпроқ таъсир қилади. Чуқур жойлашган ўсимталар учун нурлар терапиясида зарядли заррачаларни қўллашнинг афзаллиги ҳам шундадир. Бу ҳолда сиртқи қатламлар минимал шикастланади.

Протонларнинг кам сочилиши ингичка дасталар ҳосил қилиниши туфайли тўғри ўсимтага таъсир этиш имконини беради.

Тезлаткичларни даволашда қўллаш билан бирга кейинги йилларда диагностикада фойдаланиш имконияти ҳам туғилмоқда. Бунда иккита соҳани кўрсатиш мумкин.

Биттаси — *ионли тиббий радиографиядир*. Бу усулнинг мазмуни қуйидагичадир: оғир заррачалар (α -заррачалар, протонлар) нинг югуриш масофаси моддаларнинг зичлигига боғлиқ. Шунинг учун агар заррачалар оқимини объектгача ва объекtdан ўтгандан кейин қайд қилинса, модданинг ўртача зичлиги ҳақида маълумот олиш мумкин.

Шундай қилиб, рентгенографиядагидек катта ва кичик зичликли структураларни фарқлаш мумкин. Рентгенографияга нисбатан бу усулнинг афзаллиги шундаки, бунда контрастлик пастроқ бўлиб, юмшоқ тўқималарнинг структурасини яхшироқ ажратиш мумкин.

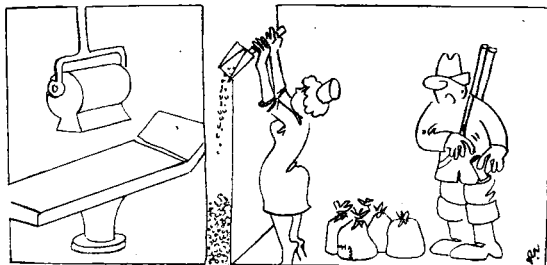
Иккинчи соҳа синхротрон нурланишнинг қўлланилиши билан боғлиқ.

Ёруғлик тезлигига яқин тезлик билан донавий орбита бўйлаб ҳаракатланадиган электронлар юмшоқ рентген нурланишларни ҳосил қилади. Интенсив ультрабинафша ва юмшоқ рентген нурланишлари синхротрон нурланиш дейилади. Биринчи марта бундай нурланиш ёруғлик нурланиши сифатида синхротронларда кузатилган, шунинг учун бу нурланиш синхротрон нурланиш дейилади. Синхротрон нурланиш диагностика мақсадларида рентген нурланиши каби қўлланилади. Рентген нурланишига нисбатан синхротрон нурланишнинг афзаллиги шундаки, бу нурланишни айрим элементлар, масалан йод кўпроқ ютадики, тўқималарда бу элементларнинг концентрацияси юқори бўлиши мумкин. Бундай имкониятдан фойдаланиб, энди бошланган рақ касаллигига диагноз қўйиш мумкин.

Синхротрон нурланиш нур терапиясида ҳам қўлланилмоқда.

Ўттиз учинчи боб

Дозиметрия элементлари. Космик нурлар. Элементар заррачалар



Жонли ва жонсиз табиатдаги турли моддаларга ионловчи нурланиш таъсирини миқдорий баҳолаш зарурати дозиметриянинг вужудга келишига сабаб бўлди.

Дозиметрия ядро физикаси ва ўлчов техникасининг бўлими бўлиб, ионловчи нурланишнинг моддага таъсирини характерловчи катталикларни, ўлчаш методларини ва асбобларини ўрганadi. Дозиметриянинг ривожланиши учун рентген нурларини одамга таъсир этишини ҳисобга олиш дастлабки туртки бўлди.

Ионловчи нурланиш билан боғлиқ бўлган ҳодиса ва тушунчалар сифатида бобга космик нурлар ва элементар зарралар ҳам киритилди.

33.1-§. НУРЛАНИШ ДОЗАСИ ВА ЭКСПОЗИЦИОН ДОЗА. ДОЗА ҚУВВАТИ

Ионловчи нурланишнинг моддага таъсири фақат шу модда таркибига кирувчи заррачалар билан ўзаро таъсирлашган ҳолдагина рўй бериши юқорида таъкидланган эди.

Ионловчи нурланишнинг табиатидан қатъий назар, унинг ўзаро таъсирланиши миқдор жиҳатидан нурланган моддага берилган энергиянинг шу модда массасига нисбати билан баҳоланади.

Бу характеристикага *нурланиш дозаси* (нурланишнинг ютилган дозаси) *D* дейилади.

Ионловчи нурланишнинг турли эффе́ктлари аввало ютилган доза билан белгиланади. Бу доза ионловчи доза турига, заррачалар энергиясига, нурланувчи модданинг таркибига мураккаб боғланган бўлиб, нурланиш вақтига пропорционал бўлади. Вақт бирлигига нисбатан олинган дозага *доза қуввати* дейилади.

Нурланишнинг ютилган дозаси бирлиги *грей* (Гр) бўлиб, у 1 кг массали нурланган моддага 1 Ж ионловчи нурланиш энергияси берилишига тенг бўлган нурланиш дозасидир; *нурланиш дозаси қуввати секундига грейларда* (Гр/с) ифодаланади. Нурланиш дозасининг системадан ташқари бирлиги рад* (1 рад = 10^{-2} Гр = 100 эрг/г), қувватининг бирлиги — *секундига рад* (рад/с).

Ютилган нурланиш дозасини топини учун жисмга тушаётган ионловчи энергияни ва жисм орқали ўтаётган энергияни ўлчаб, бу энергиялар айирмасини жисм массасига бўлиш лозимдек кўрилади. Бирок жисм бир жинсли эмаслиги, энергия жисм томонидан ҳар хил йўналишлар бўйича сочилиши ва шу кабилар сабабли бунини қилиш мушкул. Шу туфайли етарли даражада лўнда ва аниқ бўлган «ютилган доза» тушунчаси тажрибада кам фойдаланилади. Аммо жисм ютган дозани нурланишнинг уни ўраб турган ҳавога ионловчи таъсири бўйича баҳолаш мумкин.

Шу сабабли рентген ва γ -нурланиш учун дозанинг яна бир тушунчаси — *экспозицион доза* нурланиши (*X*) киритилади. Бу тушунча рентген ва γ -нурлари томонидан ҳаво ионланишининг ўлчови бўлади.

СИ системасида экспозицион доза бирлиги қилиб *килограммга кулон* (Кл/кг) қабул қилинган. Амалда эса бирлик сифатида рентген ёки гамма нурланишнинг экспозицион дозаси бўлган *рентген* (Р) ишлатилади. Бундай дозада 1 см³ қуруқ ҳавонинг ионланиши натижасида 0°C ва 760 мм сим. уст, бўлган вақтда ҳар бир ипораси 1 бирл. СГС Q га тенг бўлган заряд тапувчи ионлар ҳосил бўлади.

* «рад» атамаси инглизча Radiation Absorbed Dose сўзларининг бош ҳарфларидан олинган.

1 Р экспозицион дозанинг 0,001293 г қуруқ ҳавода $2,08 \cdot 10^9$ жуфт ионлар ҳосил бўлишига баробардир, яъни $1 Р = 2,58 \cdot 10^{-4}$ кл/кг.

Экспозицион доза қувватининг СИ системасидаги бирлиги 1 А/кг, системадан ташқари бирлиги эса 1 Р/с дир. Нурланиш дозаси тушувчи ионловчи нурланишга пропорционал бўлгани учун нурланиш ва экспозицион дозалар орасида пропорционал боғланиш бўлиши керак:

$$D = fX \quad (33.1)$$

бу ерда f — ўтиш коэффициентини бўлиб, қатор сабабларга, энг аввало нурланувчи моддага ва фотонлар энергиясига боғлиқ.

Агар нурланаётган муҳит ҳаво бўлса, f коэффициентининг қийматини аниқлаш жуда осон бўлади. $X=1 Р$ бўлганда 0,001293 г ҳавода $2,08 \cdot 10^9$ жуфт ион ҳосил бўлади; демак 1 г ҳавода $2,08 \cdot 10^9 / 0,001293$ жуфт ион ҳосил бўлади. Бир жуфт ион ҳосил қилиш учун ўртача 34 эВ энергия сарф бўлади. Бу 1 г ҳавода ютилган нурланиш энергияси $\frac{2,08 \cdot 10^9}{0,001293} \cdot 34 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}$ эрг/г = 88 эрг/г га тенг демакдир.

Демак ҳавода ютилган 88 эрг/г доза энергетик жиҳатдан 1 Р га эквивалентдир. У ҳолда (33.1) формулага асосан

$$D = 0,88 X, f = 0,88$$

га эга бўламиз. Ҳаво учун f коэффициент фотонлар энергиясига кам боғлиқ бўлади.

Сув ва одам танасининг юмшоқ тўқималари учун $f = 1$; демак, радларда олинган ютилган доза рентгенларда фойдаланган экспозицион дозага сон жиҳатидан тенг бўлар экан. Мана шу ҳол системадан ташқари бирликлар — рад ва рентгендан фойдаланишнинг қулай эканлигини белгилайди.

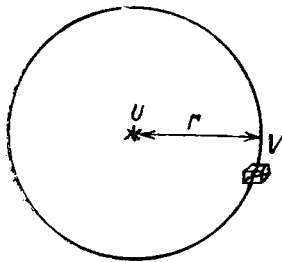
Суюқ тўқимаси учун f коэффициент фотонлар энергияси ортиси билан тахминан 4,5 дан 1 гача камаяди.

γ-фотонлар манбаи бўлган радиоактив препарат активлиги билан экспозицион доза қуввати орасидаги боғланишини кўриб чиқайлик. N манбаидан (33.1-расм) γ-фотонлар барча йўналишлар бўйича учиб чиқаётган бўлсин. 1 с да бирор сферанинг 1 м² сиртидан ўтаётган бу фотонлар сонини активлик A га тўғри пропорционал, сфера сиртининг юзаси ($4\pi r^2$) га тескари пропорционал бўлади. V ҳажмдаги экспозицион доза қуввати ионланиши ($\frac{x}{t}$) айнан шу фотонлар ҳосил қилаётгани туфайли шу фотонлар сонига боғлиқ бўлади.

Бу мулоҳазаларга асосан

$$\frac{x}{t} = k_{\gamma} \frac{A}{r^2}, \quad (33.2)$$

бу ерда k_{γ} — берилган радионуклид учун характерли бўлган гамма доимийликдир.



33.1-расм.

33.2-§. ИОНЛОВЧИ НУРЛАНИШНИНГ БИОЛОГИК ТАЪСИРИНИ МИҚДОРИЙ БАҲОЛАШ. ЭКВИВАЛЕНТ ДОЗА

Нурланишнинг бу тури учун одатда нурланиш дозаси қанча катта бўлса, биологик таъсир ҳам шунча катта бўлади. Лекин турли нурланишлар айнан бир хил ютилган дозада ҳам турли хил таъсир кўрсатади.

Дозиметрияда турли нурланишларнинг биологик эффеќтнни рентген ва γ -нурлари ҳосил қиладиган мос эффеќтлар билан солиштириш қабул қилинган.

Тўқималарда ютилган доза бирдай бўлганда берилган нурланиш турининг биологик таъсири эффеќтивлигининг рентген ёки γ -нурланиш эффеќтивлигидан неча марта катта эканлигини кўрсатувчи K коэффициент *сифат коэффициенти* деб аталади. Радиобиологияда уни *нисбий биологик эффеќтивлик* (НБЭ) деб ҳам атайдилар.

Сифат коэффициенти тажриба маълумотларига асосан белгиланади. У заррачанинг фақат туригагина эмас, балки унинг энергиясига ҳам боғлиқдир. Баъзи нурланишлар учун k нинг тахминий қийматларини келтирамиз (қавслар ичида заррачалар энергияси кўрсатилган).

31-жадвал

	K
Рентген, γ ва β -нурланишлар	1
Иссиқлик нейтронлари (0,01 эВ)	3
Нейтронлар (5 МэВ)	7
—»— (0,5 МэВ, протонлар)	10
α -нурланиш	20

Ютилган доза сифат коэффициенти билан биргаликда ионловчи нурланишнинг биологик таъсири тўғрисида маълумот беради, шунинг учун кўпайтма бу таъсирнинг умумий ўлчами сифатида ишлатилади ва *нурланишнинг эквивалент дозаси* (H) деб аталади:

$$H = DK. \quad (33.3)$$

K -ўлчамсиз коэффициент бўлгани учун нурланишнинг эквивалент дозаси ютилган нурланиш дозаси эга бўлган ўлчамга эга бўлади, аммо *зиверт* (Зв) деб аталади. Системадан ташқари эквивалент доза бирлиги қилиб — *бэр** қабул қилинган: 1 бэр = 10^{-2} Зв. Бэрларда ифодаланган эквивалент доза радларда ҳисобланган ютилган доза билан сифат коэффициентининг кўпайтмасига тенгдир.

Табиий радиоактив манбалар (космик нурлар, Ер бағри ҳамда сув радиоактивлиги, одам гавдаси тарқибдаги ядролар радиоактивлиги ва ҳоказолар) тахминан 125 мбэр эквивалент дозага мос фон ҳосил қилади. Нурлар билан иш олиб борадиган кишилар учун эк-

* Бэр — «биологический эквивалент рентгена» сўзларининг бош ҳарфларида олишган.

вивант дозанинг бир йиллик рухсат этилган чегараси — 5 бэр ҳисобланади. Ҷ-нурланишнинг минимал летал (ўлимга олиб борадиган) дозаси тахминан 600 бэр га тенг. Бу маълумотлар бутунлай нурланган организмга тааллуқлидир.

33.3-§. ДОЗИМЕТРИК АСБОБЛАР

Дозиметрик асбоблар (дозиметрлар) деб, ионловчи нурланишлар дозасини ўлчаш ёки дозалар билан боғланган катталикларни ўлчаш асбобларига айтилади.

Конструкциян жиҳатдан дозиметрлар ядровий нурланиш детектори ва ўлчов қурилмасидан иборат бўлади. Одатда улар доза ёки доза қуввати бирликларида даражаланган бўлади. Баъзи ҳолларда берилган қийматдан ортиқ доза қувватини сигнализациялаш кўзда тутилади.

Ишлатиладиган детекторн турига қараб дозиметрларни ионизацион, люминесцент, ярим ўтказгичли, фотодозиметрлар ва бошқа турларга ажратадилар.

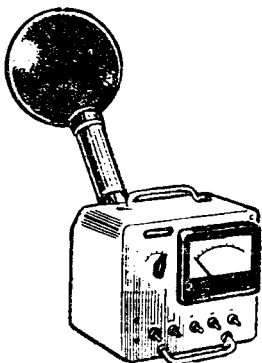
Дозиметрлар бирорта маълум нурланиш турининг дозаларини ўлчашга ёки аралаш нурланишнинг қайд этишга мослаштирилиб ясалган бўлиши мумкин.

Рентген ва Ҷ-нурланишнинг экспозицион дозасини (қувватини) ўлчашга мўлжалланган дозиметрларга *рентгенометрлар* дейилади.

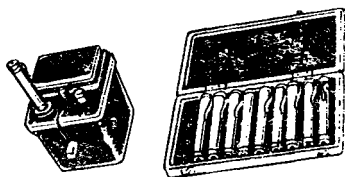
Уларда детектор сифатида одатда ионизацион камера қўлланилади. Камера занжиридан ўтувчи заряд экспозицион дозага, ток эса унинг қувватига пропорционалдир. 33.2-расмда асбобдан алоҳида ажратиб чиқарилган сферик ионизацион камераси бўлган МРМ-2 микрорентгенометр кўрсатилган.

Ионизацион камерадаги газнинг таркиби, шунингдек, уларни ташкил қилган деворларнинг моддасини биологик тўқималарда энергия ютиладиган шароитлар вужудга келадигандек қилиб танлайдилар.

33.3-расмда индивидуал дозиметрлар комплекти ДК-0,2 умумий



33.2-расм.



33.3-расм.

ўлчагич қурилмаси билан биргаликда кўрсатишга. Ҳар бир индивидуал дозиметр олдиндан зарядланадиган митти цилиндрик ионизацион камерадан ташкил топган. Ионланиш натижасида камера разрядланади. Бу камера ичига монтаж қилинган электрометрда қайд қилинади. Унинг кўрсатишлари ионловчи нурланишнинг экспозицион дозасига боғлиқ.

Детекторлари газ разряд счетчикларидан иборат бўлган дозиметрлар ҳам mavжуд.

Радиоактив изотоплар активлигини ёки концентрациясини ўлчаш учун *радиометрлар* қўлланилади.

Уларнинг ишлаш принципи асосан 32.5-§ да тасвирланган.

Барча дозиметрларнинг умумий схемаси 21.1-расмдагига ўхшаш бўлади. Датчик (ўлчагич преобразователь) родини ядровий нурланишлар детектори бажаради. Чиқиш қурилмалари сифатида стрелкали асбоблар, ўзи ёзгичлар, электромеханикавий счётчиклар, товуш ва ёруғлик сигнализаторлари ва бошқалар ишлатилиши мумкин.

33.4-§. ИОНЛОВЧИ НУРЛАНИШДАН ҲИМОЯЛАНИШ

Ионловчи нурланиш билан ишлайдиган кишилар уларнинг зарарли таъсиридан ҳимояланишлари зарур. Бу соф физикавий масалалар доирасидан чиқувчи катта ва махсус масаладир. Уни қисқача кўриб чиқамиз.

Ҳимояланишнинг учта турини — вақтдан, масофадан ва материал билан ҳимояланишни фарқлай билши керак.

γ-нурланишнинг нуқтавий манбаи моделида дастлабки икки ҳимояланишни тасвирлаймиз. (33.2) формулани ўзгартириб ёзсак:

$$X = k; \frac{A}{r^2} t. \quad (33.4)$$

Бу формуладан вақт қанчалик кўп бўлиб, масофа қанчалик кам бўлса, экспозицион доза шунчалик катта бўлиши кўриниб турибди. Бинобарин ионловчи нурланиш таъсирида мумкин қадар камроқ ва нурланиш манбаидан мумкин қадар узоқроқ масофада туриш керак экан.

Материал билан ҳимояланиш моделларнинг турли ионловчи нурланишларни турлича ютиш қобилиятларига асосланган.

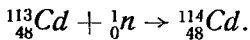
α-нурланишдан ҳимояланиш содда бўлиб, бу нурларни ютиш учун бир варақ қоғоз ёки бир неча сантиметр қалинликдаги ҳаво қатлами kifоя. Аммо радиоактив моддалар билан ишлаш мобайнида нафас йўли орқали ёки овқатланиш пайтларида α-заррачанинг организм ичига кириб кетишидан сақланмоқ керак.

β-нурланишдан ҳимояланиш учун қалинлиги бир неча сантиметр бўлган алюминий, илексиглас ёки ишша пластинкалар етарлидир. β-заррачалар моддалар билан таъсирланганда тормозланиш рентген нурланишнинг, β⁺-заррачаларда эса бу заррачаларнинг электрон билан аннигиляцияланиши пайтида пайдо бўлувчи γ-нурланишнинг ҳосил бўлишини назарда тутиш лозим.

«Нейтрал» нурланиш ҳисобланган рентген, γ -нурланиши ва нейтронлардан ҳимояланиш анча мураккабдир. Бу нурланишларнинг модда заррачалари билан ўзаро таъсирлашиш эҳтимоли жуда кичик ва шу туфайли бу нурлар модда ичига чуқурроқ кириб боради.

Иккиламчи эффектларни ҳисобга олинмаганда, рентген ва γ -нурланиш дастасининг заифланиши (31.8) қонунга мос келади. Заифланиш коэффициентини ютувчи модда элементининг тартиб номерига [(31.12) га қаранг] ва тўлқин узунлигига боғлиқ бўлади, бу γ -фотонлар учун 32.5-расмда кўрсатилган. Ҳимояланишни ҳисоб қилганда фақатгина бу боғланишлар эмас, балки фотонларнинг сочилиши, шунингдек кўплаб иккиламчи жараёнлар ҳам ҳисобга олинади. Рентген нурланиши учун уларнинг баъзилари 31.10-расмда кўрсатилган.

Энг қийини нейтронлардан ҳимояланишдир. Тез нейтронлар аввал таркибида водород бўлган моддаларда (масалан сувда) секинлаштирилади. Сўнгра бошқа моддалар билан секин нейтронлар ютилади. Ютувчи модда сифатида кадмийдан фойдаланилиши мумкин:



33.5-§. КОСМИК НУРЛАР

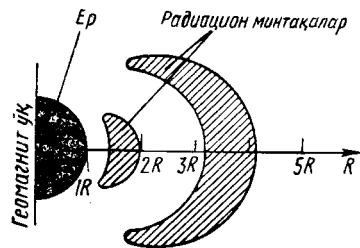
Ерга ташқаридан келувчи ва *космик нурлар* деб аталувчи турли заррачалар оқими ионловчи таъсир кўрсатади. Бу нурларнинг мавжудлиги 1912 йилдаёқ аниқланган бўлсада, ракеталар ва супъий йўлдошларнинг парвозлари туфайлигина уларнинг таркиби, энергияси ва фазода тақсимланишини муфассал текшириш имконияти туғилди. *Бирламчи* ва *иккиламчи* космик нурланишларни фарқлайдилар.

Ер атмосфераси чегарасига бирламчи космик нурланиш дунёвий фазо ва Қуёшдан келади.

У 92,9% протонлар ва 6,3% α -заррачалардан иборат. Таркибининг кўпчилик қисми протондан иборат бўлишига қарамай бу нурланишнинг тахминан 50 фоиз энергиясини тартиб номери $Z > 1$ бўлган ядролар ташийд.

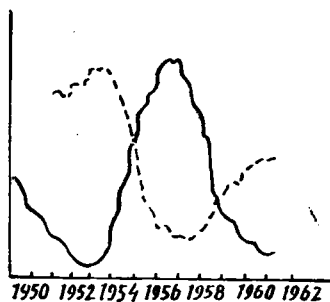
Иккиламчи космик нурланишлар Ер атмосферасига кирувчи атом ядролари билан бирламчи нурланишларнинг ўзаро таъсирлашиши натижасида ҳосил бўлади. Бу нурланишларда амалда барча маълум элементар заррачалар учрайди.

Бирламчи космик нурланишнинг интенсивлиги тахминан 2—4 заррача ($\text{см}^2 \cdot \text{с}$) га тенгдир. Бу нурланиш изотропик бўлиб, фақат сайёраларо фазо ва Ернинг магнит майдони бу изотропияни бузади. Масалан географик кенгликнинг ўзгариши билан нурлар интенсивлиги ўзгаради (кенглик эффекти), чунки Ер магнит майдони-



33.4-расм.

нишг таъсири экваториал соҳада кучли равишда кўринади. Ер атрофидаги космик фазода *радиацион минтақалар* мавжуд бўлиб, у Ер магнит майдони тутиб қолган зарядли космик заррачалар билан тўлган бўлади. 33.4-расмда мазкур минтақалар тасвирланган бўлиб, улар тороидал шаклга эгадир (абсцисса ўқига Ер радиуси R га тенг бирликларда олинган масофа жойлаштирилган). Улар концентрацияларининг турличалиги ва ичидегги космик заррачаларнинг турлари билан бир-биридан фарқ қилади. Радиацион минтақаларнинг мавжудлиги ва уларнинг жойлашиши космик парвозлар вақтида ҳисобга олиниши керак, чунки бу минтақаларда юксак ионловчи радиация бўлади.



33.5-расм.

Кўпчилиги бирламчи космик нурланиш заррачаларининг энергияси 10^9 эВ дан катта, айрим заррачалар учун эса 10^{21} эВ дан юқорида бўлиши мумкин. Ерга етиб келувчи космик нурланишнинг умумий қуввати 1,5 ГВт атрофида, лекин у Қуёш Ерга бераётган энергияга нисбатан ниҳоятда кичикдир.

Космик нурлар қатор сабабларга кўра қизиқиш туғдиради. Энг аввало улар галактика ва эҳтимол галактикадан ташқаридаги фазо тўғрисидаги информация манбаларидан берилади. Бу жиҳатдан унча катта бўлмаган миқдорда бирламчи космик нурланишлар таркибига кирувчи γ -фотонлар алоҳида аҳамиятга эгадир. Улар магнит майдонда оғмайдилар ва бу космик нурларнинг алоҳида квазинуқтавий манбаларини аниқлашга имкон беради.

Космик нурларда шундай заррачалар учрайдики, уларнинг энергиясига зарядланган заррачалар тезлаткичлари ёрдамида эришиши мумкин эмас. Бу подир ядровий жараёнларни кузатиш имконини беради.

Гарчи космик нурлар интенсивлиги катта бўлмасда, бунга қарамай улар одам организмга бўладиган гелиобнологик таъсирнинг умумий комплексида муайян роль ўйнаши эҳтимол. Ҳар ҳолда, Қуёш юзидаги доғлар группасининг сон билан характерланувчи 11 йиллик цикл (33.5-расм, туташ эгри чизиқ) космик нурлар интенсивлигининг нисбий ўзгариши билан корреляцияланади (пунктир эгри чизиқ). Абсцисса ўқига кузатиш йиллари жойланган.

Космик нурларда шундай заррачалар учрайдики, уларнинг энергиясига зарядланган заррачалар тезлаткичлари ёрдамида эришиши мумкин эмас. Бу подир ядровий жараёнларни кузатиш имконини беради.

Гарчи космик нурлар интенсивлиги катта бўлмасда, бунга қарамай улар одам организмга бўладиган гелиобнологик таъсирнинг умумий комплексида муайян роль ўйнаши эҳтимол. Ҳар ҳолда, Қуёш юзидаги доғлар группасининг сон билан характерланувчи 11 йиллик цикл (33.5-расм, туташ эгри чизиқ) космик нурлар интенсивлигининг нисбий ўзгариши билан корреляцияланади (пунктир эгри чизиқ). Абсцисса ўқига кузатиш йиллари жойланган.

33.6-§. ЭЛЕМЕНТАР ЗАРРАЧАЛАР

Ҳисмнинг моҳияти ва тузилишини билиш жараёнининг дастлабки босқичларида энг кичик бирлик атом эди, унинг мураккаб тузилишга эга эканлиги аниқлангандан сўнг бошқа заррачаларни элементар заррачалар деб ҳисоблай бошладилар. Бундан «элементар заррача» тушунчаси мавҳум тушунча эканлиги кўриниб турибди, чунки унинг аниқлиги физика фанининг ривожланиш даражасига боғлиқдир. Шунинг учун замонавий қарашлар бўйича бошқа зар-

рачаларнинг оддий бирикмаси бўлмаган заррачаларни *элементар заррача* деб аташ лозим. Масалан, α -заррача элементар заррача эмас, чунки у икки протон ва икки нейтрондан иборат, нейтрон ва протонларнинг ўзини эса ҳозирги билим даражасида бошқа заррачаларнинг бирикмаси сифатида тасвирлаш қийин, шунинг учун улар элементар деб ҳисобланади.

Майдонлар ва бошқа заррачалар билан ўзаро таъсирлашганда элементар заррача ўзини бутун яхлит каби тутиши керак. Кўп ҳолларда унга маълум хоссаларга эга бўлган моддий нуқта сифатида қарайдилар. Хоссалари ва ўзаро таъсирлашиш характериға қараб элементар заррачалар бир неча гурпнаға бўлинади. Бу гурпналарни баён этишдан олдин заррачаларни таснифлашдаги ўзига хос бўлган хусусиятларини кўриб ўтамиз.

Турли элементар заррачаларнинг тинч ҳолатдаги массаси ноль ва ундан юқори қийматларға эға бўлади. Масса ва энергия орасидаги $E = mc^2$ муносабат мавжудлиги туфайли масса миқдорий жиҳатдан кўпинча энергиявий бирликларда ифодаланади. Заррачалар айланишларида тинчликдаги ва ҳаракатдаги йиғинди энергия ўзгармай қолиши туфайли заррачалар реакцияларида тинчлик массаси, умуман олганда ўзгармас ҳолда сақланмайди. Тинчлик массаси бўйича элементар заррачалар қуйидаги гурпналарға таснифланади *лептонлар* — кичик массали заррачалар, *мезонлар* — оралиқ массали заррачалар ва *барионлар* — оғир заррачалар.

Элементар заррачаларнинг муҳим характеристикаларидан бири электр зарядидир, чунки заряд маълум сон сифатида заряднинг сақланиш қонунига мувофиқ заррачаларнинг ўзаро айланиш имкониятиға эға ёки эға эмаслигини кўрсатади ва электромагнит ўзаро таъсирлашиш интенсивлигини аниқлайди. Зарядининг ишорасиға кўра заррачалар мусбат, манфий ва нейтрал турларға бўлинади. Кучли ўзаро таъсирлашувчи заррачаларнинг янги хоссалари кашф этилиши муносабати билан заряди протоннинг касрли заряди каби заррачалар мавжудлиги тўғрисидаги гипотеза олға сурилди. *Кварклар* деб аталувчи бу заррачаларнинг қидирлиши ҳозирча муваффақият қозонмади.

Заррачаларнинг кўп хоссаларига айрим зарраларда бутун, бошқаларда эса ярим қийматларини қабул қилиши мумкин бўлган спин катталиги таъсир кўрсатади. Заррачаларнинг ҳолати квант механикаси қонунлари (28.1, 28.3- 28.5-§ ларға қ.) билан тавсифланади. Агар заррачалар тўпламидаги исталган икки заррача ўз жойини ўзгартирган ҳолда шу тўплам учун тўлқин функциялари ўзгармаса, улар *симметрик* дейилади. Заррачалар ўрин алмаштириганда тўлқин функциялари ишорасини ўзгартирса, у ҳолда уларни *антисимметрик* деб аташ қабул қилинган. Тўлқин функцияларининг симметрик ва антисимметрик бўлиши фақат заррачаларнинг ўз хоссаларига боғлиқ ва вақт давомида, заррачанинги ҳолати ёки ташқин таъсирлар ўзгариши билан ўзгармайди. Бутун спинли заррачалар симметрик тўлқин функциялари билан, ярим спинли заррачалар эса антисимметрик тўлқин функциялари ёрдамида ифодаланади.

Ҳолатлари антисимметрик тўлқин функциялари билан характер-

ланувчи заррачаларга Паули принципи ўринлидир (28.8-§ га қаранг). Симметрик тўлқин функцияли заррачалар Паули принципига бўйсунмайди, шунинг учун маълум бир ҳолатда мазкур заррачаларнинг исалган миқдори бўлиши мумкин. Микрозаррачаларнинг бу хоссалари заррачалар типлари учун статистик қонуниятларнинг турлича бўлишига олиб келади. Ферми—Дирак статистикаси антисимметрик тўлқин функцияли заррачалар учун ўринлидир (бу статистикага металллар ва ярим ўтказгичлардаги электронлар бўйсунади). Бозе—Эйнштейн статистикаси симметрик тўлқин функцияли заррачаларга тадбиқ этилади. Бозе—Эйнштейн статистикаси билан тавсифланувчи заррачаларга *бозонлар*, Ферма — Дирак статистикаси бўйича тавсифланувчи заррачаларга эса *фермионлар* дейилади.

Элементар заррачаларнинг муҳим хоссаларидан бири — уларнинг бошқа заррачалар ўзаро тўқнашиши натижасида туғилиш қобилиятидир. Тескари жараён, яъни заррачанинг йўқолиш жараёни юз бериши мумкин. Бир тўқнашишнинг ўзида ҳам туғилиш ҳам йўқолиш бўлиши мумкин, яъни бир хил заррачанинг бошқа хил заррачага ўзаро айланиши кузатилади. Бундай айланишлар заррачалар орасида мавжуд бўлган ўзаро таъсирлашув турига боғлиқ бўлади. Кучли, кучсиз, электромагнит ва гравитацион ўзаро таъсирлар мавжуд бўлиб, уларнинг характеристикалари 32-жадвалда келтирилган.

32-жадвал

Ўзаро таъсир тури	Ўзаро таъсир интенсивлигининг солиштира катталиги	Кучларнинг таъсир радиуси, м	Жараённинг кечish вақти, с
Кучли	1	10 ⁻¹⁵	10 ⁻²³
Электромагнит	10 ⁻⁴		10 ⁻²⁰
Кучсиз	10 ⁻²⁰	10 ⁻¹³	10 ⁻¹⁰
Гравитацион	10 ⁻⁴⁰		

Жадвалда кўрсатилган ҳар бир ўзаро таъсирнинг интенсивлик даражаси бирлик сифатида қабул қилинган кучли ўзаро таъсирга нисбатан олинган энг катта интенсивликка эга бўлган ўзаро таъсирлар кучли ўзаро таъсирлар эканлиги кўриниб турибди; атом ядроларининг юксак стабилликка эга бўлиши ҳам кучли ўзаро таъсир туфайлидир. Бу ўзаро таъсирлар асосан янги заррачаларнинг туғилишига олиб келади. Шунинг билан бирга улар энг қисқа таъсир этувчилар ҳисобланади. Шунинг учун бу кучлар ядролар стабиллигида жуда катта роль ўйнасада, атом ҳодисаларига ҳеч қандай таъсир кўрсатмайдилар.

Кучли ўзаро таъсир ҳамма элементар заррачаларга ҳам тааллуқли эмас: масалан, электрон, фотонлар унга эга бўлмайди. Кучли ўзаро таъсирга эга заррачаларга *андронлар* дейилади. Кучли ўзаро таъсирлар юзага келадиган жараёнлар одатда жуда тез кечади.

Электромагнит ўзаро таъсир интенсивлиги кучли ўзаро таъсирга нисбатан анча кичик, ammo қолган барча ўзаро таъсирларга нисбатан етарли даражада каттадир. Бу турдаги ўзаро таъсир зарядланган заррачаларга ва магнит моментига эга бўлган заррачаларга хосдир. Бу кучларнинг таъсир масофаси молекула ва атом тузилиши, химиявий реакциялар, ишқаланиш кучлари, жисмларнинг кўпгина иссиқлик ва механик хоссаларини белгилаб, буларнинг бариди катта роль ўйнайди.

Заррачалар орасидаги масофанинг камайиши билан кучларнинг кескин ошиб кетиши кучсиз ўзаро таъсирларнинг характерли хусусиятидир. Кучсиз ўзаро таъсирлар заррачаларнинг ўзаро айланишларига сабаб бўлади. Агар кучсиз ўзаро таъсирлар бўлмаганда эди, кўпгина заррачалар стабил бўлур эди. Бу таъсир туфайли β-емирилиш содир бўлади. Кучсиз ўзаро таъсирлар билан белгиланувчи жараёнлар кучли ва електромагнит ўзаро таъсирлардан кўра узоқроқ давом этади ва шунинг учун *секин жараёнлар* дейилади.

Ҳозирги вақтда энг яхши маълум бўлган элементар заррачаларнинг таснифи (классификацияси)ни келтирамиз (33-жадвал).

33-жадвал

Класс	Номи	Белгиси		Масса, МэВ	Спин	Ўртача яшаш вақти, с
		зарра- чаники	анти- зарра- чаники			
	Фотон		γ	0	1	барқарор
Лептонлар	Электрон	e^-	e^+	0,511	$1/2$	—»—
	Позитрон					
	Электрон нейтриноси	ν_e	$\bar{\nu}_e$	0	$1/2$	—»—
	Мюон	μ^-	μ^+	106	$1/2$	$2,2 \cdot 10^{-6}$
	Мюон нейтриноси	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	0	$1/2$	Стабил
Мезонлар	Зарядланган пион	π^+	π^-	140	0	$2,2 \cdot 10^{-8}$
	Нейтрал	—»—	π^0	135	0	$0,76 \cdot 10^{-16}$
	Зарядланган каон	K^+	K^-	494	0	$1,2 \cdot 10^{-8}$
	Нейтрал	—»—	K^0	498	0	$10^{-8} \cdot 10^{-10}$
	Эта-мезон		η	549	0	$2,4 \cdot 10^{-19}$
Барионлар	Протон	p	\bar{p}	938,2	$1/2$	барқарор
	Нейтрон	n	\bar{n}	939,2	$1/2$	$0,93 \cdot 10^8$
	Гиперонлар:					
	Ламбда	Λ	$\bar{\Lambda}$	1116	$1/2$	$2,5 \cdot 10^{-10}$
	Сигма-плюс	Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	1189	$1/2$	$0,8 \cdot 10^{-10}$
	Сигма-ноль	Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	1192	$1/2$	10^{-14}
	Сигма-минус	Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	1197	$1/2$	$1,5 \cdot 10^{-10}$
	Кси-ноль	Ξ	$\bar{\Xi}$	1315	$1/2$	$3 \cdot 10^{-10}$
	Кси-минус	Ξ^-	$\bar{\Xi}^-$	1321	—	$1,7 \cdot 10^{-10}$
	Омега-минус	Ω^-	$\bar{\Omega}^-$	1672	$3/2$	$1,3 \cdot 10^{-10}$

Фотон — унинг тинч ҳолатдаги массаси ва электр заряди полга тенг, Фотон бутун сонли спинга эгадир ва бинобарин бозондир.

Лептонлар — кучли ўзаро таъсирлашишда иштирок қилмайдиган заррачалар синфидир. Бу заррачалар электромагнит, кучсиз ва гравитацион ўзаро таъсирларга эга бўлади. Лептонлар ярим спинга эга ва бинобарин фермионларга мансубдир. Бу гурпуага кирувчи элементар зарядларга *лептон заряди* деб аталувчи характеристика берилади (электр заряди билан адаштирманг!). Лептонларда лептон заряди қиймати $L = 1$, антилептонларда $L = -1$, қолган барча элементар заррачаларда $L = 0$.

Заррачалар системасининг лептон заряди шу системага кирадиган заррачалар лептон зарядларининг алгебраик йиғиндисига тенг. Элементар заррачалар билан кечадиган жараёнларда системанинг лептон заряди сақланади. Лептон зарядининг сақланиш қонунини β -емирилиш (32.3) ва e -тутилиш (32.6) мисолида кўриб чиқамиз. Биринчи ҳолда тенгламанинг чап томонида нейтрон бор. У барионларга тегишли бўлиб, унинг лептон заряди $L = 0$. (32.3) формуланинг ўнг томонида протон ($L = 0$), электрон ($L = 1$) ва антипейтрино ($L = -1$) бор, уларнинг суммар лептон заряди ҳам полга тенг, (32.6) формуланинг чап қисмида протон ва электрон бор, уларнинг йиғинди лептон заряди $L = 1$, ўнг томонида протон ва пейтрино бўлиб, уларнинг йиғинди лептон заряди ҳам $L = 1$.

Лептон заряди электр зарядидан фарқли ўлароқ, бирор-бир ўзаро таъсир манбаи эмас, лекин унинг роли ҳозиргача тўла аниқланган эмас.

Мезонлар — кучли ўзаро таъсирга эга бўлган барқарор бўлмаган заррачалардир. Лептон ва барион зарядлари полга тенг. «Мезонлар» деган ном, «оралиқ» деган маънони англатади, бундай номланишнинг сабаби шундаки, биринчи кашф этилган мезонлар электрон (лептон) ларшиқидан катта ва протон (барион) ларшиқидан кичик массага эга эди. Ҳозирги вақтда массалари протон массасидан катта бўлган мезонлар маълум. Барча мезонлар бутун спинга эга, демак, улар *бозонлардир*. Дастлаб топилган μ -мезонлар (ҳозирги вақтда мюонлар дейилади) фермионлар ҳисобланганлиги туфайли мезонларга эмас лептонларга тааллуқли бўлиб, кучли ўзаро таъсирларда иштирок этишмайди.

Барионлар. Бу синфга ярим спинли (фермионлар) ва массаси протон массасидан кичик бўлмаган оғир элементар заррачалар гурупаси киради. Ягона барқарор барион протондир, нейтрон фақат ядро ичида барқарор бўлади. Барионлар учун тўрт хил ўзаро таъсирлашишнинг ҳаммаси характерлидир. Ҳар қандай ядро реакцияларида ва ўзаро таъсирлашуларда барионларнинг умумий сони ўзгармасдан қолади. Бу хусусиятни *барион зарядининг* сақланиши қонуни шаклида ифодалаш мумкин. Барионнинг барион заряди $B = 1$, антибарионники $B = -1$, фотонлар, лептонлар ва мезонларнинг барион заряди полга тенг. Барион зарядининг сақланиши қонунини β -емирилиш мисолида [(32.3) га қ.] кўриб чиқамиз: формуланинг чап томонида нейтрон учун $B = 1$, ўнг томонида — протон учун

$B = 1$, электрон учун $B = 0$ ва антинейтрино учун $B = 0$ га эга-миз.

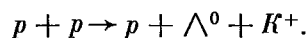
Электр заряди электромагнит майдон манбаи бўлгани каби, барион заряди кучли ўзаро таъсирлашиш майдонининг манбаи бўлади деган тахмин мавжуд. Электромагнит ўзаро таъсир зарядланмаган заррачалар — фотонларни алмашиш воситасида юзага келади. Шунга ўхшаш, масалан, протонларнинг ва нейтронларнинг ўзаро таъсирлашиши барион зарядидан маҳрум бўлган заррачалар — мезонларни алмашиш билан вужудга келади.

Жадвалда кўрсатилган яшаш вақтлари элементар заррачаларнинг қанчалик барқарор эканлигини билдиради. Эркин ҳолда барқарор бўлган заррачалар ҳаммаси бўлиб тўққизта: фотон, электрон, позитрон тўрт хил нейтрино ва антинейтрино, протон ва антипротон. Қолганлари асосан кучсиз ўзаро таъсир туфайли, баъзилари масалан, нейтрал пион ва эта-мезон-электромагнит ўзаро таъсир туфайли емирилади.

Кучли ўзаро таъсирлашувчи адронларнинг қисқа яшовчи уйғотилган ҳолатларига *резонанс заррачалар* ёки *резонанслар* дейилади. Уларнинг яшаш вақтлари учинч вақтларига деярли тенг бўлади. Элементар заррачалар жадвалида резонанслар келтирилмаган.

Элементар заррачалар назариясида барча типдаги ўзаро таъсирлар учун ўринли бўлган сақланиш қонунлари асосий ролни ўйнайди. Улар заррачаларнинг ўзаро таъсирлашишига қадар ва кейинги хоссасини характерловчи физикавий катталикларнинг сақланишини ифодалайди. Энергиянинг, импульснинг, импульс моментининг ва электр зарядининг сақланиш қонунидан ташқари элементар заррачалар учун лептон ва барион зарядларининг сақланиш қонунлари ҳам ўринли. Аммо бу билан элементар заррачалар учун ўринли бўлган барча характеристикалар ва сақланиш қонунлари тугамайди. Масалан, адронларни таснифлаш учун «ажиблик» тушунчаси ишлатилади. Нуклонлар, электронлар, пионлар нолга тенг ажибликка эга. Ажиблиги нолга тенг бўлмаган заррачаларга *ажиб заррачалар* дейилади, буларга гиперонлар ва каонлар мисол бўлади.

Икки протон тўқнаниш вақтида Λ^0 -гиперон ва K^+ каон туғилиши



мисолида барча зарядларнинг сақланишини кўрсатиш мумкин: электр заряди учун — икки протон заряди протон ва каон зарядларининг йиғиндисига тенг; лептон заряди чапда ҳам, ўнгда ҳам нолга тенг; барион заряди учун — чапдаги икки протон учун $B = 2$ (битта протон учун $B = 1$) ва ўнгдаги гиперон ($B = 1$) ва протон (Каон учун $B = 0$) учун $B = 2$. Ажиблик S ҳам сақланади: протон учун нольга тенг, каон учун $S = 1$ ва гиперон учун $S = -1$. Ажибликнинг сақланиши фақат кучли электромагнит ўзаро таъсирлардагина кузатилади.

Элементар заррачалар таркибига кирган антизаррачалар спини ва массалар қийматлари ҳам асосий элементар зарядларникидай бў-

либ, улар электр ва магнит хоссаларини характерловчи катталиклар ипораси билан фарқланади. Заррача ва антизаррачаларда ўзаро таъсирлашишни характерловчи лептон ва барион заррачалар, ажиблик сингари бошқа катталиклар ҳам ипоралари бўйича қарама-қарши бўлиб, миқдор жиҳатдан тенг бўлади.

Бир неча ҳеч қандай электрон хоссаларга эга бўлмаган (заряд, магнит моменти ва бошқа характеристикалари нолга тенг бўлган) нейтрал заррачалар антизаррачаларга эга эмас. Фотон, нейтрал пион ва эта-мезонлар шундай заррачалардир.

Заррачалар ва уларга мос келадиган антизаррачалар тўқнашишларида аннигиляция юз бериб, заррачалар электромагнит нурланишга — фотонлар ва бошқа заррачаларга айланади.

Элементар заррачаларни текшириш энг кичик масофаларда кичик вақт оралигида энергия ўта юқори концентрацияланган вақтида модда хоссаларини ўрганиш учун ва шунингдек материя тузилишининг умумий хоссаларини билиш учун муҳимдир.

Элементар заррачалар физикаси ривожланиш жараёнида бўлиб, ўз ниҳоясига етишдан ҳали узоқда. Бу параграфда баён қилинган масалалар энг умумий характерга эгадир холос.

Хотима

Физик-математик ва биофизик билимлар олвий тиббий таълимнинг фақат муҳим элементи бўлибгина ҳисобланмасдан, балки одам организмиши атрофлича ўрганишга ёрдам беради. Бу тиббиёт фанининг аниқ фан сифатида шаклланиши учун муҳимдир.

Бу дарсликнинг ўқувчиси 2000-йилларнинг врач бўлиб ишлайди. У йилларнинг тиббиёти сезиларли даражада аниқ фанлар тушулчаларидан фойдаланади; ЭХМ ва тиббиёт техникаси ҳозиргига қараганда кўпроқ амалиётга кириб боради. Аммо, у вақтларда ҳам даволаш жараёнида бош сиймо ҳеч шубҳасиз, Врач бўлиб қолади.

Ўқувчи амин бўлганидек, ўрганилган курснинг асосий қисми физикадир. Физик ҳодисалар ва қонуниятларни ўрганиш бўлажак врачнинг шаклланишига ёрдам қилувчи аниқ фактик материалларни олишга имкон берибгина қолмасдан, балки билиш жараёнини ҳам тасвирлайди.

Физикада бошқа исталган фанлардагидек билиш чекланган, тахминий билимлардан кўпроқ умумий ва тўла бўлганларига кўтарилиш йўлидан боради. Бу жараён ўз моҳияти бўйича бениҳодир.

Объектив воқеликни тўғри аке эттирувчи тасаввурлар, тушунчалар ва назариялар ҳақиқийдир. В. И. Ленин субъектга боғлиқ бўлмаган тасаввурларимизнинг мазмунини объектив ҳақиқат деб атайди.

Абсолют ва нисбий ҳақиқатни фарқлаш қабул қилинган. Абсолют ҳақиқат деб билиш предметини муфассал аниқловчи ва кейинги ривожланиш вақтида рад қилинмайдиган билимга айтилади. Ҳар бир берилган вақт моментида бизнинг билимимиз нисбийдир, шу маънода нисбий ҳақиқат тўғрисида гапирилади.

Ҳар бир нисбий ҳақиқатда, модомики у объектив ҳақиқат экан, унда абсолют ҳақиқат зарраси ҳам мавжуд бўлади. Абсолют ҳақиқат нисбий ҳақиқатлар йиғиндисидан тўпланган, дейиш мумкин.

«Гинобарин, инсон тафаккури ўз табиатига кўра бизга абсолют ҳақиқатни очиб бера олади ва бераётир, бу абсолют ҳақиқат нисбий ҳақиқатлар йиғиндисидан таркиб топади. Илм-фан ривожидан ҳар бир босқич абсолют ҳақиқатнинг бу йиғиндисига янги заррачаларни қўшади, лекин ҳар бир илмий қойданинг ҳақиқат доираси нисбий бўлиб, билимнинг янада ўсиб бориши билан гоҳ кенгайиб, гоҳ торайиб туради»*.

* В. И. Ленин. Материализм ва эмпириокритицизм. Тўла асарлар тўплами 18-Т., 137-б.

Билмларни аниқлаб бориш улар чегараларининг ўзгариб боришига олиб келади. Масалан, нисбийлик назарияси Ньютоннинг иккинчи қонунининг жисмларнинг ёруғлик тезлигига нисбатан анча кичик бўлган тезлиги билан чекланганлигини, квант механикаси эса механика қонунларини микродунё заррачалари ҳаракатига татбиқ қилишдаги спецификасини кўрсатади ва ҳ. к.

Физика ва биофизика — динамик фанлардир, улар тезкорлик билан тараққий этиб, актив тарзда биология ва тиббиётга сингиб бормоқдалар. Уларни ўрганиш осон эмас, лекин уларга сарф этилган вақт ва ғайрат-шижоат келгуси курсларни ўрганишда ва врачнинг амалий фаолиятида қопланиб кетади.

Математикадан қисқача маълумот*

1-§. ЛИМИТЛАР

Функциянинг лимити. Агар ҳар бир $\epsilon > 0$ сон учун $|x - a| < \delta$ тенгсизликни қаноатлантирувчи $\delta > 0$ сон мавжуд бўлиб, $|y - A| < \epsilon$ тенгсизлик бажарилса, чекли A сон x миқдор a сонига интилганда $f(x)$ функциянинг лимити дейилади, агар $|x - a| < \delta$ бўлса:

$$\lim_{x \rightarrow a} y = A.$$

Мисол.

$y = x^2 + 1$ функцияни кўриб чиқамиз.

Агар $x \rightarrow 2$ бўлса, ўзгарувчи 5 га интилади: $\lim_{x \rightarrow 2} (x^2 + 1) = 5$.

Шундай ҳол ҳам бўладики, $x \rightarrow a$ да функция чексиз ўсади ва лимитга эга бўлмайди. Масалан, $y = 1/x$ функция $x \rightarrow 0$ да шунақа бўлади.

Баъзи функциялар аргументнинг чексиз ўсиши ёки камайишида лимитга эга бўлади. Масалан, $y = \frac{1}{x}$ функция $x \rightarrow \infty$ да нолга ин-

тилади;

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \frac{1}{x} = 0.$$

Бундай ҳолларда функция лимити қуйидагича таърифланади: агар x чексиз ўсиши билан $(y - A)$ нинг қиймати олдиндан берилган сондан кичик бўлса, y ҳолда чекли A сони $y = f(x)$ функциянинг $x \rightarrow \infty$ даги лимити дейилади:

$$\lim_{x \rightarrow \infty} y = A,$$

Лимитлар ҳақидаги асосий теоремалар. Лимитларни топишни осонлаштирувчи баъзи бир теоремаларни исботсиз келтирамиз.

I. Ҳазармас соннинг лимити шу соннинг ўзига тенг:

$$\lim A = A. \quad (1)$$

II. Чекли сондаги функциялар йиғиндисининг (айирмасининг) лимити шу функциялар лимитларининг йиғиндисига (айирмасига) тенг:

$$\lim [f(x) + \varphi(x) + \psi(x)] = \lim_{x \rightarrow a} f(x) + \lim_{x \rightarrow a} \varphi(x) + \lim_{x \rightarrow a} \psi(x) \quad (2)$$

* Математика масалаларини баён қилиш қисқача бўлганлиги туфайли кўпгина қоидаларнинг исботсиз, информатив характери, изчиллик йўқлигининг баъзи хусусиятлари намойиш бўлди, масалан, функциялар ва ҳодисаларнинг мавжудлиги, уларнинг узлуксизлиги изоҳларсиз фараз қилинади.

III. Чекли сондаги функциялар кўпайтмаларининг limiti шў функциялар limitларининг кўпайтмасига тенг:

$$\lim_{x \rightarrow a} [f(x) \cdot \varphi(x) \cdot \psi(x)] = \lim_{x \rightarrow a} f(x) \cdot \lim_{x \rightarrow a} \varphi(x) \cdot \lim_{x \rightarrow a} \psi(x) \quad (3)$$

Мисол.

$$\begin{aligned} \lim_{x \rightarrow 2} \left[(3+x)x^2 \cdot \frac{1}{x^3} \right] &= \lim_{x \rightarrow 2} (3+x) \cdot \lim_{x \rightarrow 2} x^2 \cdot \lim_{x \rightarrow 2} \frac{1}{x^3} = \\ &= 5 \cdot 4 \cdot \frac{1}{8} = 2,5. \end{aligned}$$

IV. Икки функция бўлинмасининг limiti, агар махраждаги функциянинг limiti нолга тенг бўлмаса, бу функциялар limitларининг бўлинмасига тенг:

$$\lim_{x \rightarrow a} \frac{f(x)}{\varphi(x)} = \frac{\lim_{x \rightarrow a} f(x)}{\lim_{x \rightarrow a} \varphi(x)}. \quad (4)$$

Мисол

$$\lim_{x \rightarrow 2} \frac{x^2 + 1}{x^3 + 2} = \frac{\lim_{x \rightarrow 2} (x^2 + 1)}{\lim_{x \rightarrow 2} (x^3 + 2)} = \frac{5}{10} = \frac{1}{2}.$$

Аниқмаслик. Limitларни ҳисоблашда шундай ҳоллар учраши мумкинки, бунда limitлар ҳақидаги теоремаларни бевосита қўллаш аниқ натижа бермаслиги мумкин.

Мисол.

$$1. \lim_{x \rightarrow \infty} \frac{x+4}{2x+7}. \quad (5)$$

Бунда

$$\lim_{x \rightarrow \infty} (x+4) = \infty \text{ ва } \lim_{x \rightarrow \infty} (2x+7) = \infty, \text{ демак } \frac{\infty}{\infty} \text{ кўринишдаги инфо-}$$

дага эга бўламиз, бу инфода маънога эга бўлмайди ва $\frac{\infty}{\infty}$ кўринишдаги аниқмаслик дейилади. Бу кўринишдаги limitларни топишни аниқмасликни очиб дейилади. Аниқмасликни очиб учун limit белгиси остидаги (5) функция сурати ва махражини x га бўламиз:

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \frac{1+4/x}{2+7/x} = \frac{\lim_{x \rightarrow \infty} (1+4/x)}{\lim_{x \rightarrow \infty} (2+7/x)} = \frac{1}{2} \quad (6)$$

$$2. \lim_{x \rightarrow 1} \frac{x^2-1}{x^3-1}. \quad (7)$$

Бу $0/0$ кўринишдаги аниқмасликдир. Аниқмасликни бечин учун лимит белгиси остидаги функцияда қуйидаги алмаштиришларни амалга оширамиз:

$$y = \frac{x^2 - 1}{x^3 - 1} = \frac{(x+1)(x-1)}{(x-1)(x^2+x+1)}.$$

Сурат ва махражни $(x - 1)$ га бўламиз (y лимит қийматга ўтгунча x нинг қиймати ихтиёрий ва $x - 1 \neq 0$ бўлгани учун бу мумкин-дир)

$$y = \frac{x + 1}{x^2 + x + 1} = \lim_{x \rightarrow 1} \frac{x + 1}{x^2 + x + 1} = \frac{2}{3}.$$

$$3. \lim_{x \rightarrow 0} \frac{\sin x}{x} = 1.$$

Бурчак синусининг шу бурчакка нисбатининг шу бурчакни полга иптилтириб олинган лимити бирга тенг бўлади. Бу лимит *ажойиб лимит* деб аталади.

e сони лимит сифатида. **Натурал логарифмлар.** $y = (1 + \frac{1}{x})^x$ функцияни кўриб чиқайлик. Бу функциянинг

$$\lim_{x \rightarrow \infty} (1 + \frac{1}{x})^{x^1}, \tag{8}$$

лимити ҳақида тупунчага эга бўлиш учун x га ихтиёрий қийматлар бериб, y нинг қийматлари жадвални тузамиз (34-жадвал).

34-жадвал

x	1	2	3	4	5	10	100	1000
y (яхлитланган)	2	2,25	2,37	2,44	2,49	2,59	2,705	2,717

(8) лимитнинг трансцендент сон эканлиги махсус курсларда иш-ботланиб e билан белгиланади ва *непер сони* деб аталади:

$$e = \lim_{x \rightarrow \infty} (1 + \frac{1}{x})^{x^1}; \quad e = 2,71828\dots$$

Бу лимит ҳам *ажойиб лимит* деб аталади.

e сони математика ва физикада алоҳида аҳамиятга эгадир; унинг ёрдамида жуда кўп кўрсаткичли ва логарифмик боғланишларни янада қулай кўринишга келтириш мумкин. e сони *натурал логарифмнинг* асоси сифатида ишлатилиб, \ln символ кўринишида белгиланади:

$$\log_e = \ln a.$$

Битта соннинг натурал ва ўнли логарифмлари жуда содда муносабатлар орқали боғланган:

$$\ln a \approx 0,43 \lg a \text{ ёки } 2,3 \lg a \approx \ln a.$$

Функциянинг узлуксизлиги. Агар $y = f(x)$ функциянинг лимити унинг аниқланиш соҳасидан олинган $x = a$ нуқтада функциянинг шу нуқтадаги қийматига тенг бўлса, яъни,

$$\lim_{x \rightarrow a} f(x) = f(a)$$

бўлса, бу функция $x = a$ нуқтада *узлуксиз* дейилади.

$[a, b]$ кесманинг ҳар бир нуқтасида узлуксиз бўлган функция *шу кесмада узлуксиз функция* дейилади.

Бирор нуқтада функциянинг узлуксизлик шarti бажарилмаса, бу нуқта *узилиш нуқтаси* дейилади. Узлуксиз функциянинг графиги қаламни қоғоздан узмасдан чизилиши мумкин, у узлуксиз чизиқдан иборат бўлади.

Мисол: $y = \frac{1}{x}$ функция $x = 0$ нуқтадан бошқа x нинг ҳамма қийматларида узлуксиздир; $x = 0$ нуқтада функция узилишга эга бўлади (1-расм).

Бундан кейин агар махсус айтилмаган бўлса фақат узлуксиз функциялар кўриб чиқилади.

2-§. ФУНКЦИЯНИНГ ҲОСИЛАСИ

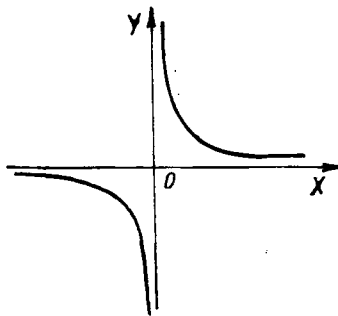
Моддий нуқтанинг ҳаракат тезлиги ҳақидаги масала. Қандайдир моддий нуқта тўғри чизиқ бўйлаб ҳаракат қилаётган бўлсин. t_1 моментда бу нуқта M_1 ҳолатда, t_2 моментда M_2 ҳолатда жойлашган бўлсин. Моддий нуқтанинг M_1 ҳолатдаги тезлиги қанчага тенг? M_1 ва M_2 нуқталар орасидаги масофани ΔS билан белгилаймиз; $t_2 - t_1 = \Delta t$.

$\frac{\Delta S}{\Delta t}$ нисбат ҳаракатнинг *ўртача тезлиги* дейилади.

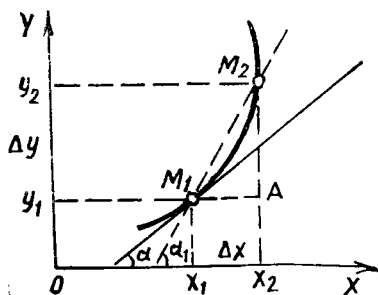
t_1 моментдаги тезликни топиш учун интервални, бинобарин, ΔS ни ҳам, нолга интилтириш керак. Бу ҳолда ўртача тезлик M_1 нуқтадаги оний тезликка яқинлашиб боради. Буни ушбу кўринишда ёзишимиз мумкин:

$$v = \lim_{t_2 \rightarrow t_1} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t}.$$

Ҳаракатнинг оний тезлигини топиш масаласи қўйилиши муносабати билан, агар аргумент орттирмаси нолга интилса, функция орттирмаси (ΔS) нинг аргумент орттирмаси (Δt) га нисбатининг лимитини топишни ўрганишимиз лозим.



1-расм.



2-расм.

Эгри чизиққа уринма ҳақидаги масала. 2-расмда $y = f(x)$ функциянинг графиги келтирилган. Эгри чизиққа M_1 нуқтадан ўтказилган уринма абсцисса ўқи билан қандай бурчак (α) ҳосил қилади? Бу саволга жавоб бериш учун эгри чизиқда M_2 нуқтани танлаб олиб, M_1M_2 кесувчини ўтказамиз. Бу кесувчи Ox ўқи билан α_1 бурчак ҳосил қилади:

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{M_2A}{M_1A} = \frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1} = \frac{\Delta y}{\Delta x}.$$

Агар M_1 нуқтани қимирлатмасдан M_2 нуқтани M_1 нуқтага яқинлаштира борсак, M_1M_2 кесувчи M_1 нуқтадан ўтган уринмага интилади. α_1 бурчак эса α бурчакка интилади. Буни математика тилида бундай кўринишда ёзиш мумкин:

$$\operatorname{tg} \alpha = \lim_{x_2 \rightarrow x_1} \frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta y}{\Delta x}.$$

Бу масалани ечишда аргумент орттирмаси нолга интилганда функция орттирмасининг аргумент орттирмасига нисбатининг лимитини топишни билиш лозим.

Функция ҳосиласининг таърифи. Юқорида кўриб чиқилган икки мисолда физика ва геометрия каби ҳар хил фанларда аргумент орттирмаси нолга интилганда функция орттирмасининг аргумент орттирмасига нисбатининг лимитини топиш зарурлиги масаласи вужудга келиши кўрсатилди.

Бу бизни ҳосила тушунчасига олиб келади.

$x = x_0$ нуқтада $y = f(x)$ функциянинг ҳосиласи деб функция орттирмаси $\Delta y = f(x_0 + \Delta x) - f(x_0)$ нинг аргумент орттирмаси Δx нисбатининг Δx нолга интилгандаги олинган лимитига айтилади*.

$$y' = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta y}{\Delta x} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{f(x_0 + \Delta x) - f(x_0)}{\Delta x}, \quad (9)$$

бунда y' — y функция ҳосиласининг символик белгиси. Функция ҳосиласини топиш жараёни *дифференциаллаш* дейилади.

Агар функция бирор нуқтада ҳосилага эга бўлса, бу — функциянинг шу нуқтада дифференциалланувчи эканлигини кўрсатади.

y' белгиси билан бир қаторда ҳосилани қуйидаги белгилар билан ҳам белгиланади:

$\frac{dy}{dx}$ (де игрикдан де икс бўйича деб ўқилади).

Юқорида ифодаланган масалаларга қайтиб, тезлик (аниқроғи тезликнинг модули) йўлдан вақт бўйича олинган ҳосилага, эгри

* «Функциянинг ҳосиласи» атамасидан ташқари «функциядан ҳосила» ва оддийгина «ҳосила» атамалари ҳам ишлатилади.

чиизиққа ўтказилган уринманинг Ox ўқи билан ҳосил қилган бурчакнинг тангенс шу функциядан олинган ҳосилга тенг экан, деб хулоса қиламиз.

Ҳосилани топишнинг умумий қондаси. Ҳосилани топиш учун (9) формула кўринишидаги умумий қондага амал қилиш лозим: $\Delta y = f(x + \Delta x) - f(x)$ функция орттирмасини ифодалаш, уни аргумент орттирмаси Δx га бўлиб, уларнинг лимитини топиш керак. Математик амалларнинг бу кетма-кетлигини баъзи бир мисолларда кўрамиз:

Мисол.

1. $y = x^2 - 1$ функциянинг ҳосиласини топинг.

Функция орттирмасини ифодалаймиз:

$$\Delta y = [(x + \Delta x)^2 - 1] - (x^2 - 1) = 2x\Delta x + (\Delta x)^2. \quad \Delta y \text{ ни } \Delta x \text{ га бўламиз:}$$

$$\frac{\Delta y}{\Delta x} = 2x + \Delta x; \quad \text{қуйидагини топамиз:}$$

$$y' = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} (2x + \Delta x) = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} 2x + \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \Delta x = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} 2 \cdot \lim_{\Delta x \rightarrow 0} x + \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \Delta x$$

Ҳосила берилган x нуқтада олинганлиги учун x катталиқ Δx ўзгарувчига боғлиқ бўлмаган ўзгармас катталиқ деб қаралади.

2. $y = x^2 + x$ функциянинг ҳосиласини топинг.

Функция орттирмасини ифодалаймиз:

$$\Delta y = [(x + \Delta x)^2 + (x + \Delta x)] - (x^2 + x) = 2x\Delta x + \Delta x + (\Delta x)^2.$$

$$\Delta y \text{ ни } \Delta x \text{ га бўламиз: } \frac{\Delta y}{\Delta x} = 2x + 1 + \Delta x; \quad \text{ҳосилани топамиз:}$$

$$y' = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} (2x + 1 + \Delta x) = 2x + 1.$$

3. $y = \sin x$ функциянинг ҳосиласини топинг.

Икки бурчак синусларининг айирмаси формуласидан фойдаланиб функциянинг орттирмасини ифодалаймиз: $\Delta y = \sin(x + \Delta x) - \sin x =$

$$= 2 \sin\left(\frac{\Delta x}{2}\right) \cos\left(x + \frac{\Delta x}{2}\right); \quad \Delta y \text{ ни } \Delta x \text{ га бўламиз:}$$

$$\frac{\Delta y}{\Delta x} = \frac{2 \sin(\Delta x/2) \cos(x + \Delta x/2)}{\Delta x}.$$

у ҳолда

$$y' = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta y}{\Delta x} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\sin(\Delta x/2) \cos(x + \Delta x/2)}{\Delta x/2} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\sin(\Delta x/2)}{\Delta x/2} \times$$

$$\times \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \cos(x + \Delta x/2) = \cos x.$$

Буни чиқаришда (7) формуладан фойдаланилди.

Бази функцияларнинг ҳосилалари. Ҳосилани топиш учун ҳар гал юқорида баён қилинган ҳамма математик амалларни бажариш шарт эмас. Бизга асосий функциялардан умумий қондага асосан олинган ҳосилаларни билиш етарлидир. Улардан баъзиларини келтирамиз:

Узгармас $y = C$ соннинг ҳосиласи

$$y' = 0 \quad (10)$$

Даражали функция $y = x^{\mu}$ нинг ҳосиласи

$$y' = \mu x^{\mu-1}. \quad (11)$$

Хусусан, $y = 1/x$; $y' = -1/x^2$; $y = \sqrt{x} = x^{1/2}$; $y' = 1/2\sqrt{x}$.

Кўрсаткичли функция $y = a^x$ нинг ҳосиласи

$$y' = a^x \ln a. \quad (12)$$

Хусусан, $y = e^x$; $y' = e^x$.

Логарифмик функция $y = \log_a x$ нинг ҳосиласи

$$y' = \log_a \frac{e}{x}. \quad (13)$$

Хусусан, $y = \ln x$ натурал логарифмнинг ҳосиласи

$$y' = \frac{1}{x} \quad (14)$$

Тригонометрик функцияларнинг ҳосилалари:

$$y = \sin x \quad y' = \cos x \quad (15)$$

$$y = \cos x \quad y' = -\sin x \quad (16)$$

$$y = \operatorname{tg} x \quad y' = \frac{1}{\cos^2 x} \quad (17)$$

Тескари тригонометрик функцияларнинг ҳосилалари:

$$y = \operatorname{arc} \sin x \quad y' = \frac{1}{\sqrt{1-x^2}} \quad (18)$$

$$y = \operatorname{arc} \cos x \quad y' = -\frac{1}{\sqrt{1-x^2}} \quad (19)$$

$$y = \operatorname{arc} \operatorname{tg} x \quad y' = \frac{1}{1+x^2} \quad (20)$$

Функциялар йиғиндисининг (айирмасининг) ҳосиласи. Функциялар йиғиндисининг (айирмасининг) ҳосиласи шу функциялар ҳосилалари йиғиндисига (айирмасига) тенг:

$$y = u \pm v \quad y' = u' \pm v'. \quad (21)$$

Бу теоремани исботлайлик. $y = u \pm v$ бўлсин, бунда u ва v лар x нинг функциялари. Бунда Δx орттирмага Δu , Δv ва Δy орттирмалар мос келади. Демак,

$$\Delta y = [(u + \Delta u) \pm (v + \Delta v)] - (u \pm v) = \Delta u + \Delta v;$$

$$\frac{\Delta y}{\Delta x} = \frac{\Delta u \pm \Delta v}{\Delta x} = \frac{\Delta u}{\Delta x} \pm \frac{\Delta v}{\Delta x}$$

$$y' = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta y}{\Delta x} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta u}{\Delta x} \pm \frac{\Delta v}{\Delta x} \right) = u' \pm v'$$

Мисол

$$y = e^x + x^4; \quad y' = e^x + 4x^3$$

Икки функция кўпайтмасининг ҳосиласи. *Икки функция кўпайтмасининг ҳосиласи биринчи функция ҳосиласининг иккинчи функцияга кўпайтмаси билан иккинчи функция ҳосиласининг биринчи функцияга кўпайтмасининг йиғиндисига тенг:*

$$y = u \cdot v \quad y' = u'v + v'u \quad (22)$$

Буни исботлаймиз:

$$\Delta y = (u + \Delta u)(v + \Delta v) - u \cdot v = u\Delta v + v\Delta u + \Delta u \cdot \Delta v;$$

$$\frac{\Delta y}{\Delta x} = \frac{u\Delta v + v\Delta u + \Delta u \cdot \Delta v}{\Delta x} = u \frac{\Delta v}{\Delta x} + v \frac{\Delta u}{\Delta x} + \Delta u \frac{\Delta v}{\Delta x}$$

$$y' = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta y}{\Delta x} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \left(u \frac{\Delta v}{\Delta x} + v \frac{\Delta u}{\Delta x} + \Delta u \frac{\Delta v}{\Delta x} \right) =$$

$$= \lim_{\Delta x \rightarrow 0} u \cdot \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta v}{\Delta x} + \lim_{\Delta x \rightarrow 0} v \cdot \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta u}{\Delta x} +$$

$$+ \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \Delta u \cdot \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta v}{\Delta x}.$$

u ва v лар Δx га боғлиқ бўлмаганлиги туфайли

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} u = u; \quad \lim_{\Delta x \rightarrow 0} v = v; \quad \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \Delta u = 0.$$

Натижада ушбуга эга бўламиз: $y = uv' + vu'$. Агар $y = Cu$ (C — ўзгармас сон, u — функция) берилган бўлса, унинг ҳосиласи $y' = Cu'$ эканлига ўқувчи мустақил ҳолда ишонч ҳосил қилиши мумкин.

Мисол

$$y = 5x^3 \sin x; \quad y' = 15x^2 \sin x + 5x^3 \cos x.$$

Бўлинманинг ҳосиласи. *Бўлинманинг ҳосиласи махражи бўлувчи функциянинг квадратига, сураги эса бўлинувчи функция ҳосиласи ва бўлувчи функциянинг кўпайтмаси билан бўлувчи функция ҳосиласи ва бўлувчи функциянинг кўпайтмаси ўртасидаги айирмадан ҳосил бўлган қасрга тенг:*

$$y = \frac{u}{v}; \quad y' = \frac{u'v - uv'}{v^2}. \quad (23)$$

Буни исботлаймиз:

$$\Delta y = \frac{u + \Delta u}{v + \Delta v} - \frac{u}{v} = \frac{v\Delta u - u\Delta v}{v(v + \Delta v)}.$$

Қуйидаги нисбатни топамиз:

$$\frac{\Delta y}{\Delta x} = \frac{v(\Delta u/\Delta x) - u(\Delta v/\Delta x)}{v(v + \Delta v)}.$$

бундан:

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta y}{\Delta x} = \frac{\lim_{\Delta x \rightarrow 0} v \cdot \lim_{\Delta x \rightarrow 0} (\Delta u/\Delta x) - \lim_{\Delta x \rightarrow 0} u \cdot \lim_{\Delta x \rightarrow 0} (\Delta v/\Delta x)}{\lim_{\Delta x \rightarrow 0} v \cdot (\lim_{\Delta x \rightarrow 0} v + \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \Delta v)}$$

Бу ерда $\lim_{\Delta x \rightarrow 0} v = v$, $\lim_{\Delta x \rightarrow 0} u = u$, $\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \Delta v = 0$, бўлгани учун,

$$y' = \frac{u'v - uv'}{v^2} \text{ бўлади.}$$

Мисол

$$y = \frac{x^2+4}{e^x+1}; \quad y' = \frac{2x(ex+1) - (x^2+4)ex}{(ex+1)^2}.$$

Мураккаб функциянинг ҳосиласи. Агар $y = f_1(u)$ ва $u = f_2(x)$ бўлса, y ҳолда y функция x нинг мураккаб функцияси бўлади. Бунда y'_x (x бўйича) ҳосила y'^u (u бўйича) ҳосиланинг u'_x (x бўйича) ҳосиллага кўпайтмасига тенг бўлади.

$$y'_x = y'_u u'_x, \quad (24)$$

Бу ерда ўнг томон пастдаги ҳарфли индексли ҳосила шу ўзгаришчи бўйича олинаётганлигини билдиради.

Мисоллар

1. $y = e^{\sin x}$ ёки $y = e^u$ бунда $u = \sin x$; y ҳолда $y' = e^u \cos x = e^{\sin x} \cos x$.

2. $s = A \cos(\omega t + \varphi_0)$ гармоник тебраниш тенгламаси. Берилган тебраниш нуқтанинг тезлигини топаёлик: $v = \frac{ds}{dt} \omega t + \varphi_0 = \varphi$ деб белгиласак, s y ҳолда φ нинг функцияси бўлиб φ эса t нинг функцияси бўлади. Шунинг учун [(24) га қаранг]

$$v = \frac{ds}{dt} = \frac{ds}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dt} = -A \sin \varphi \cdot \omega = -A \omega \sin(\omega t + \varphi_0).$$

Иккинчи ва юқори тартибли ҳосилалар. Иккинчи тартибли ҳосила деб ҳосила олинган функциядан ҳосила олишга айтилади. Иккинчи тартибли ҳосила y'' ёки d^2y/dx^2 (де икки илгиридан де икк квадрат бўйича, деб ўқилади) кўринишда белгиланади.

Иккинчи тартибли ҳосиланинг физик маъноси — жараённинг тезланиши бўлиб, хусусий ҳолда тўғри чизиqli ҳаракатда кўчишдан вақт бўйича олинган иккинчи даражали ҳосила, яъни моддий нуқтанинг тезланишидир: $a = \frac{d^2x}{dt^2}$, бу ерда x — силжини; t — вақт.

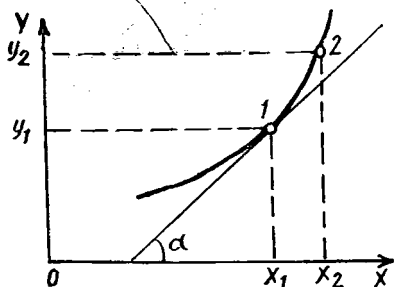
Учинчи тартибли ҳосила — бу иккинчи тартибли ҳосиладан олинган ҳосилadır. y''' ёки d^3y/dx^3 деб белгиланади; шундай давом эттириб n тартибли ҳосилани y^n ёки $d^n y/dx^n$ деб белгилаймиз.

Мисол

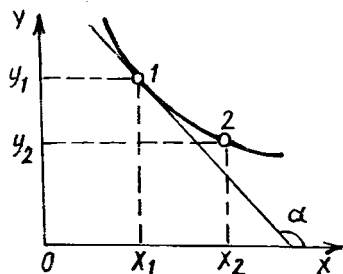
$y = 3x^4 + 2x$. Бу функциянинг ҳар хил тартибли ҳосилаларини топамиз:
 $y' = 12x^3 + 2$; $y'' = 36x^2$; $y''' = 72x$;
 $y^{(4)} = 72$, $y^{(5)} = 0$, $y^{(6)} = 0$.

3-§. ҲОСИЛАНИНГ ФУНКЦИЯЛАРНИ ТЕКШИРИШ ВА УЛАРНИНГ ГРАФИКЛАРИНИ ЯСАШГА ТАТБИҚИ

Функциянинг ўсиши ва камайиши. Агар $y = f(x)$ функциянинг аргументи маълум оралиқда ўсганида функция ҳам ўсса, бу функция ўсувчи функция дейилади. Агар аргумент ўсиши билан функция камайиб борса, y камаювчи функция дейилади.



3-расм.



4-расм.

Ўсувчи функция учун $x_2 - x_1 = \Delta x > 0$ $y_2 - y_1 = \Delta y > 0$ бўлса, $\frac{\Delta y}{\Delta x} > 0$ ва ҳосиласи $y' > 0$ бўлади. Бу функциянинг графиги 3-расмда кўрсатилган (α уринманинг OX ўқи билан ҳосил қилган бурчаги).

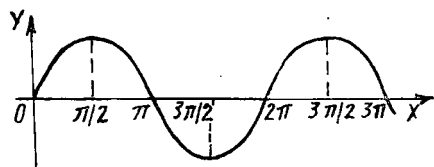
Камаювчи функция учун $\Delta x > 0$ да $\Delta y < 0$, бинобарин $\frac{\Delta y}{\Delta x} < 0$ ва $y' < 0$ экани маълум (4-расм).

Мисол

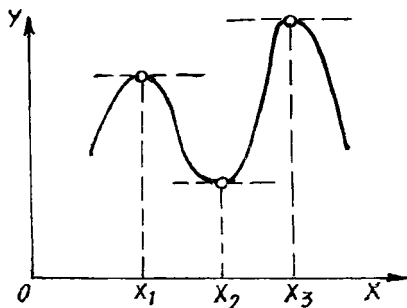
Графиги 5-расмда кўрсатилган $y = \sin x$ функция берилган. Расмдан кўришиб турибдики, функция $\frac{\pi}{2} < x < \frac{3\pi}{2}$ оралиқда камаяди ва $\frac{3\pi}{2} < x < \frac{5\pi}{2}$ оралиқда ўсади Худди шунга функциянинг ҳосиласини текшириб ҳам ишонч ҳосил қилиш мумкин:

$y' = \cos x$; $\frac{\pi}{2} < x < \frac{3\pi}{2}$ оралиқда $\cos x < 0$; $\frac{3\pi}{2} < x < \frac{5\pi}{2}$ оралиқда $\cos x > 0$.

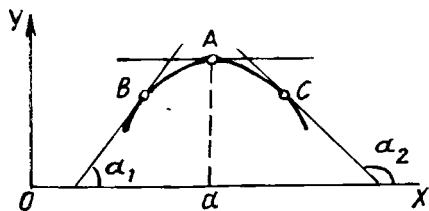
Функциянинг экстремал қийматларини топиш. Берилган $y = f(x)$ функциянинг графигини ясайлик (6-расм). Агар функциянинг бирор нуқтасига истаганча яқин жойлашган қўшни нуқталарда y кичик қийматларга эга бўлса, бу функция ўша нуқтада максимум (max) га эришади. Графикда абсциссалари x_1 ва x_2 га тенг бўлган нуқталар максимумга мос келади. Агар функциянинг бирор



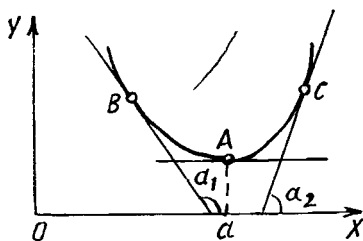
5-расм.



6-расм.



7-расм.



8-расм.

нуқтасига истаганча яқин жойлашган қўшни нуқталарда y катта қийматлар эга бўлса, бу функция ўша нуқтада минимум (min) га эришади. 6-расмда абсциссаси x_2 га тенг бўлган нуқта минимумга мос келади. Максимум ва минимумнинг умумий номи экстремум дейилади.

Функция бир нечта максимум ва минимумларга эга бўлиши мумкин. Чексиз ўсувчи ва камаювчи функциялар, шунингдек фақат максимум ва минимумга эга бўлган функциялар бўлади.

Функциянинг экстремумини топиш шартларини кўриб чиқамиз.

$y = f(x)$ функциянинг графигида (7-расм) A нуқта максимумга ($x = a$) мос келсин. Расмдан кўриниб турибдики, A нуқтадан чапда (масалан, B нуқтада) уринмалар OX ўқининг мусбат йўналиши билан ўткир бурчак ҳосил қилади. Шунинг учун бу бурчакларнинг тангенци мусбат қийматга эга бўлади, яъни $f'(x) = \operatorname{tg} \alpha_1 > 0$. A нуқтадан ўнг томондаги нукталарда масалан (C нуқтада) уринмалар OX ўқининг мусбат йўналиши билан ўтмас бурчак ҳосил қилади ва $f'(x) = \operatorname{tg} \alpha_2 < 0$ бўлади. Функциянинг ҳосиласи узлуксиз ўзгариб боради десак, унда $x = a$ нуқтада ҳосиланинг ишораси ўзгаради; шундай қилиб ҳосила нолга тенг бўлади. Графигдан максимум нуқтасида эгри чизиққа ўтказилган уринма OX ўқига параллел эканлиги кўриниб турибди.

Шундай қилиб, агар $y = f(x)$ функция $x = a$ да максимумга эга бўлса, у ҳолда: 1) $f'(a) = 0$ ва 2) $f'(x)$ ҳосила аргумент $x = a$ дан ўтишида «+» ишорадан «-» ишоратга x нинг ўсишига қараб ўзгаради.

Агар функция бирор $x = a$ нуқтада минимумга эга бўлса (8-расм), у ҳолда 1) $f'(a) = 0$ ва 2) $f'(x)$ ҳосила ишораси аргумент $x = a$ дан ўтишида «-» дан «+» га x нинг ўсишига қараб ўзгаради.

тах ва min ларни ажратиш учун иккинчи тартибли ҳосилани қўллаш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, биринчи тартибли ҳосила тах нуқтада камаяди («+» дан «-» га ўзгаради), min нуқтада ўсади («-» дан «+» га ўзгаради); демак, функциянинг ўсиш ёки камайиш белгиларига қараб биринчи тартибли ҳосиланинг ўсиш ёки камайишини аниқлаш мумкин экан.

Максимум ҳолатда $f'(x)$ камаяди; демак, $f''(x) < 0$. Минимум ҳолатда $f'(x)$ ўсади, демак, $f''(x) > 0$.

Мисол

$y = \sin x$ функция берилган (5-расмга қ). Унинг биринчи ва иккинчи тартибли ҳосилалари мос равишда ушбуга тенг: $y' = \cos x$; $y'' = -\sin x$. $x_1 = \frac{\pi}{2}$ ва $x_2 = \frac{3\pi}{2}$ нуқталарда $y' = 0$ бўлади. x_1 нуқтада $y'' = -1$; демак бу максимум нуқтаси; x_2 нуқтада $y'' = 1$ демак бу минимумга мос келади.

Масала

Электр юритувчи кучи E ички қаршилиги r бўлган ток манбаига ўзгарувчан қаршилиги R га тенг бўлган резистор уланган. Агар занжирнинг ташқи қисмида ажраладиган қуввати максимал бўлса, шу қаршилиқни аниқланг.

Ечиш: Электр токнинг қуввати $N = I^2 R$, бу ерда 1-ток кучи. Тўлиқ занжир учун Ом қонуни $I = E/(R+r)$ ни қўллаб, $N = E^2 R / (R+r)^2$ ни ҳосил қиламиз. Экстремум шартини ёзамиз

$$\frac{dN}{dR} = \frac{E^2 (R+r)^2 - E^2 R(2r+2R)}{(R+r)^4} = \frac{E^2 (r^2 - R^2)}{(R+r)^4} = 0.$$

бундан $R = r$. Шундай қилиб, агар манбаининг электр юритувчи кучи ва унинг ички қаршилиги ўзгармай қолиб, занжирнинг ички ва ташқи қаршилиқлари тенг бўлса, у ҳолда занжирнинг ташқи қисмида ажраладиган қувват максимал бўлар экан.

Хулосада шуни таъкидлашимиз мумкинки, функциянинг ҳосиласи экстремал нуқталарда ҳам мавжуд экан. Агар бундай бўлмаса, юқорида ифодаланган мезонлар максимум ёки минимумга мос келмаслиги мумкин.

Масалан, 9-расмда маълум бир функциянинг графиги берилган бўлиб, A нуқта (тах) да ҳосила мавжуд эмас.

Ҳосилаларнинг графикларни ясашга қўлланиши. Кўпгина ҳолларда функция графикларини ясашда ҳосила қўл келиб, у функциянинг ўсиш ёки камайиш ҳамда экстремал қийматларини топишни осонлаштиради.

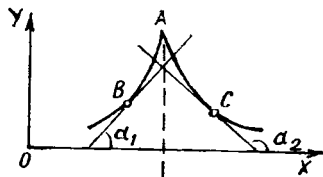
Мисол.

Қуйидаги функциянинг графигини ясаймиз:

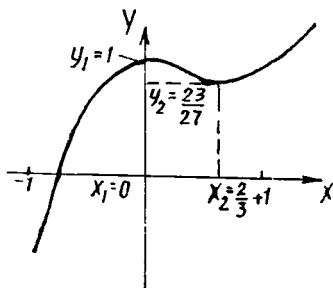
$$y = x^3 - x^2 + 1. \quad (25)$$

Функциянинг экстремумларини топамиз: $y' = 3x^2 - 2x = x(3x - 2) = 0$,

бувдан $x_1 = 0$; $x_2 = \frac{2}{3}$; $y'' = 6x - 2$.



9-расм.



10-расм.

$x_1=0$ нуқтада $y'' = -2 < 0$ демак, бу максимумга тўғри келади; $x_2 = \frac{2}{3}$ нуқтада $y'' = 2 > 0$, бу минимумга тўғри келади. (25) дан шу нуқтанинг ординаталарини топиб, максимумга координаталари $x_1=0$; $y_2=1$ минимумга эса $x_2 = \frac{2}{3}$; $y_2 = \frac{23}{27}$ бўлган нуқталар мос келишини аниқлаймиз. Графикни чизиш учун xy текисликда бу нуқталарни белгилаймиз (10-расм). Биринчи тартибли ҳосиланинг ишораларига қараб функциянинг ўсиш ва камайиш соҳаларини аниқлаймиз:

$y' = (3x - 2)x > 0$, функция ўсади. Агар бунда $x > 0$ бўлса, $3x - 2 > 0$, яъни, $x > \frac{2}{3}$. Агар $x < 0$ бўлса, у ҳолда $x < \frac{2}{3}$ бўлиб, $x < 0$ бўлса, $y = (3x - 2)x < 0$, функция камаяди. Агар бунда $x > 0$ бўлса, $3x - 2 < 0$, яъни $x < \frac{2}{3}$, соҳа $0 < x < \frac{2}{3}$. Агар $x < 0$ бўлса, $3x - 2 > 0$, $x > \frac{2}{3}$, қарама-қаршиликка дуч келамиз. Шундай қилиб,

$-\infty < x < 0$ оралиқда функция ўсади,

$0 < x < \frac{2}{3}$ оралиқда функция камаяди,

$\frac{2}{3} < x < \infty$ оралиқда функция ўсади.

Экстремал нуқталарни ва ўсиш ҳамда камайиш соҳаларини билган ҳолда функциянинг графигини ясаймиз (10-расм).

Бу кўриб чиқилган мисолда функция графигини ясашдан олдинги математик амалларни бажаришнинг мақбул кетма-кетлигини қайд этиш мумкин: 1) ҳосиласини топиш; 2) ҳосилани нолга тенглаб экстремал нуқталарни топиш; 3) биринчи тартибли ҳосиланинг ишорасига қараб функциянинг ўсиш ёки камайиш соҳаларини аниқлаш.

4-§. ФУНКЦИЯНИНГ ДИФФЕРЕНЦИАЛИ

Таъриф. Дифференциалнинг геометрик маъноси. (9) тенгламадан ушбу тенгликни ёзиш мумкин:

$$\frac{\Delta y}{\Delta x} = y' + \beta, \quad (26)$$

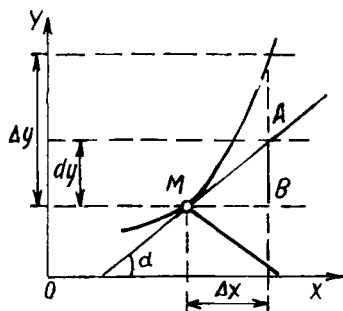
бу ерда β — бирор катталиқ. $\Delta x \rightarrow 0$ да $\frac{\Delta y}{\Delta x} \rightarrow y'$, яъни β ҳам нолга интилади. (26) да шакл алмаштирамиз:

$$\Delta y = y' \Delta x + \beta \Delta x. \quad (27)$$

(2) дан кўришиб турибдики, функциянинг орттирмаси икки қўшилувчидан иборат. $y' \Delta x$ қўшилувчини функция орттирмасининг асосий бўлаги ёки функция дифференциали дейилади.

Функциянинг дифференциали функция ҳосиласининг аргумент орттирмасига кўпайтмасига тенг. Дифференциал dy кўринишда белгиланади (де янрик деб ўқилади):

$$dy = y' \Delta x. \quad (28)$$



11-расм.

Функция дифференциалининг геометрик маъносини 11-расм ёрдамида тушултириш мумкин. Бу расмда $y = f(x)$ функциянинг графиги тасвирланган. M нуқтадан уринма ўтказилган.

$\triangle ABM$ ни кўриб чиқайлик. MB катет Δx аргумент орттирмасига тенг; $\operatorname{tg} \alpha = y'$; $|AB| = \operatorname{tg} \alpha |MB| = y' \Delta x$. Шундай қилиб, $|AB| = dy$. Бинобарин функция дифференциали геометрик жиҳатдан уринманинг абсцисса орттирмаси Δx (MB) га мос келувчи ордината орттирмаси (AB) экан.

Аргументнинг дифференциали. Функция ҳосиласини дифференциаллар орқали ифодалаш. Аргументнинг дифференциали деб, аргументнинг орттирмасига айтилади, яъни

$$dx = \Delta x. \quad (29)$$

(29) ни ҳисобга олиб (28) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$dy = y' dx \quad (30) \text{ ёки}$$

$$y' = \frac{dy}{dx}. \quad (31)$$

Шундай қилиб, функциянинг ҳосиласи функция дифференциалининг аргумент дифференциалига нисбатига тенг экан. Биз олдинроқ dy/dx ни бўлинмас бирлик сифатида y' га эквивалент деб қараган бўлсак, энди уни каср деб қараш мумкин: dy — сурати, dx — махражи.

Пировардида шуни таъкидлаб ўтамизки, «дифференциаллаш» сўзи фақат ҳосилани ҳисоблашни эмас, балки дифференциални топишни ҳам билдиради. Шунинг учун «ифодани дифференциаллашмиз» деганда «ифодадан ҳосила олишни» ҳамда «ифодани дифференциаллашни» тушунилади.

Дифференциалларни топишнинг баъзи қоидалари. Дифференциални топишнинг умумий қондаси (30) формулада ифодаланган; функция ҳосиласига аргумент дифференциали кўпайтирилади. Бу қоида ни функциялар йиғиндисига (айирмасига), кўпайтмасига ва бўлинмасига қўллаймиз.

Йиғинди (айирма) $y = u \pm v$ нинг дифференциали

$$dy = (u'_x \pm v'_x) dx = u'_x dx \pm v'_x dx = du \pm dv. \quad (32)$$

Кўпайтма $y = uv$ нинг дифференциали

$$dy = (u'_x v + v'_x u) dx = v u'_x dx + u v'_x dx = v du + u dv. \quad (33)$$

Бўлинманинг дифференциали

$$dy = \frac{u'_x v - v'_x u}{v^2} dx = \frac{v du - u dv}{v^2} \quad (34)$$

Дифференциаллашнинг асосий формулалари бу ерда келтирилмади, чунки бу мақсад учун ҳосила олиш жадвалидан ва дифференциалнинг умумий қондасидан фойдаланиш мумкин.

Мисоллар

Ушбу функцияларнинг дифференциални топинг:

1. $y = 2x^3 + x$; $dy = 6x^2 dx + dx$.

2. $y = x \sin x^2$; $dy = \sin x^2 dx + x \cos x^2 \cdot 2x dx = \sin^2 dx + 2x^2 \cos x^2 dx$.

3. $y = \frac{x}{2+x^2}$; $dy = \frac{(2+x^2) dx - x \cdot 2x dx}{(2+x^2)^2} = \frac{2-x^2}{(2+x^2)^2} dx$

Иккинчи ва юқори тартибли дифференциаллар (30) ифодани дифференциаллаймиз; $d(dy)$ ни d^2y символ билан белгилаймиз:

$$d^2y = d(y' dx) = d(y') dx. \quad (35)$$

(30) га асосан $d(y') = y'' dx$ га эга бўламиз.

Шунинг учун (35) нинг ўрнига ушбуни ҳосил қиламиз:

$$d^2y = y'' dx dx = y'' dx^2. \quad (36)$$

Бу иккинчи тартибли d^2y дифференциал иккинчи тартибли ҳосиланинг аргумент дифференциали квадратига кўпайтмасига тенг эканлигини билдиради. (36) дан

$$y'' = \frac{d^2y}{dx^2} \quad (37)$$

демак, иккинчи тартибли ҳосилани *иккинчи тартибли дифференциалнинг аргумент дифференциалининг квадратига* нисбати каби қараш мумкин экан.

Худди шунга ўхшаш ушбуларни ёзишимиз мумкин:

$$y''' = \frac{d^3y}{dx^3}; \quad y^4 = \frac{d^4y}{dx^4}$$

Функция дифференциали ва функция орттирмасининг тақрибан тенглиги. $dx = \Delta x$ эканини ва (30) ифодани ҳисобга олган ҳолда (27) формулани қайта ёзиб чиқамиз:

$$\Delta y = dy + \beta dx. \quad (38)$$

Агар аргумент дифференциали dx (ёки аргумент орттирмаси) етарли даражада кичик бўлса, функция орттирмаси функция дифференциалига тақрибан тенг бўлиши ўз-ўзидан маълум:

$$\Delta y \approx dy$$

Буни 11-расмдан ҳам тушуниб олса бўлади: $\Delta x \rightarrow 0$ да уринманинг ординатаси орттирмаси эгри чизиқ ординатаси орттирмасига яқинлашади.

Таърифга кўра функция ва аргумент дифференциаллари ихтиёрий қийматларни қабул қилсада, физик ва бошқа масалаларни ечишда одат да dx ни етарлича кичик қиймат деб қаралади, бу ҳолда dy ҳам етарлича кичик қиймат бўлиб, бунда dy ни функциянинг орттирмаси деб тушуниш мумкин.

3-§. ТАҚРИБИЙ ҲИСОБЛАШЛАРДА ВА ХАТОЛИКЛАРНИ БАҲОЛАШДА ДИФФЕРЕНЦИАЛНИНГ ҚЎЛЛАНИЛИШИ

Функцияни ва функциянинг орттирмасини тақрибий ҳисоблаш. Агар аргумент унда катта бўлмаган dx катталиқка ўзгарса, $\Delta y = y' dx$ формуладан фойдаланиб функциянинг орттирмаси Δy ни тақрибан топиш мумкин. Агар аргумент бутун сондан кам фарқ қилса, ушбу $f(x + \Delta x) \approx f(x) + y' dx$ нисбатни функциянинг тақрибий қийматини ҳисоблашга қўллаш қулайдир. Дифференциалнинг бу қўлланишларини кўриб чиқамиз:

Мисол

Агар аргумент 2 дан 2,001 гача ўзгарса, яъни аргумент орттирмаси 0,001 га тенг бўлса, $y = x^3 + 4$ функциянинг орттирмасини топинг.

(30) формулага асосан
 $dy = 3x^2 dx = 3 \cdot 2^2 \cdot 0,001 = 0,012$.

Масала

Агар қиздириш натижасида шарнинг радиуси $\Delta R = 0,001$ м га ортган бўлса, шарнинг ҳажми қанчага ўзгарган? Шарнинг радиуси $R = 3$ м.

Шарнинг ҳажми $V = \frac{4}{3}\pi R^3$ формула ёрдамида ҳисобланади. (30) формуладан фойдалансак,

$$dV = \frac{4}{3}\pi 3R^2 dR = 4\pi R^2 dR = 4 \cdot 3,14 \cdot 3^2 \cdot 0,01\text{м}^3 = 1,13\text{м}^3.$$

Мисол

Аргументи 3,02 га тенг бўлган $y = 2x^4 + x^2$ функциянинг тақрибий қийматини топинг.

Аргументнинг иккита қийматини кўрсатамиз: $x_1 = 3$ $x_1 + \Delta x = 3 + 0,02 = 3,02$.

Функциянинг изланаётган тақрибий қийматини қуйидагича тонамиз:
 $y_1 + \Delta y = f(x_1 + \Delta x) = f(x_1) +$
 $\Delta y \approx f(x_1) + dy = f(x_1) + y' dx = (2x_1^4 + x_1^2) +$
 $+ (8x_1^3 + 2x_1) dx = (2 \cdot 3^4 + 3^2) + (8 \cdot 3^3 + 2 \cdot 3) \cdot 0,02 = 175,44$.

Баъзи тақрибий формулалар. Функция дифференциалига орттирманинг тақрибий тенглигидан баъзи тақрибий формулаларни чиқаришда фойдаланиш мумкин.

I. Бирдан жуда оз фарқ қиладиган сонни даражага кўтариш:

$$(1 + a)^\mu \approx 1 + \mu a, \text{ бунда } a \ll 1 \quad (39)$$

$y = x^\mu$ бўлсин; y ҳолда бу функциянинг дифференциали $dy = \mu x^{\mu-1} dx$ бўлади.

$x + dx = 1 + a$ деб қабул қилсак, y ҳолда изланаётган $y + dy$ тақрибан $(1 + a)^\mu$ га тенг: $y + dy = x^\mu + y' dx = x^\mu + \mu x^{\mu-1} dx$. $x = 1$ $dx = a$ ни ўрнига қўйиб, $(1 + a)^\mu \approx y + dy = 1 + \mu a$ га эга бўламиз.

Худди шунингдек, ушбунни кўрсатиш мумкин:

$$(1 - a)^\mu \approx 1 - \mu a \quad (40)$$

(39) формуладан илдиздан чиқаришда ҳам фойдаланиш мумкин:

$$\sqrt[\mu]{1 + a} \approx 1 + a/\mu \quad (a \ll 1). \quad (41)$$

II. Логарифми ҳисоблаш:

$$\ln(1 + a) \approx a \quad (a \ll 1). \quad (42)$$

$y = \ln x$ бўлсин; y ҳолда $dy = \frac{dx}{x}$. Агар $x = 1$ бўлса, $y = \ln 1 = 0$

бўлади ва $dy = \frac{dx}{1} = dx$, y ҳолда $y + dy = \ln(1 + dx)$;

бундан $0 + dx \approx \ln(1 + dx)$. Бу ерда dx ни a га алмаштириб $\ln(1 + a) \approx a$

ни ҳосил қиламиз.

$$y + dy \approx \ln(1 + dx); \quad (43)$$

Дифференциалдан хатоликларни ҳисоблашда фойдаланиш.

1. Радиуси $R = 2,03$ см бўлган доира берилган. Радиус $\Delta R = 0,005$ см² аниқлик билан берилган. Шу доиранинг юзини қандай аниқлик билан аниқлаш мумкин?

Доиранинг юзи $S = \pi R^2$. Функциянинг орттирмасини (юзини) тақрибан дифференциалга тенг деб ҳисоблаб, юзни ҳисоблашдаги абсолют хатоликни топамиз:

$$\Delta S = 2\pi R \Delta R = 2 \cdot 3,14 \cdot 2,03 \cdot 0,005 = 0,064 \text{ см}^2.$$

2. Фараз қилайлик, ўлчамга эга бўлган икки катталикнинг кўпайтмаси сифатида маълум бир натижа олинган бўлсин:

$$y = u \cdot v \quad (44)$$

Ўлчамга эга бўлган катталикларни ва натижани ҳисоблашдаги нисбий хатоликни қандай аниқлаш мумкин?

$\frac{dy}{y}$ натижадаги нисбий хатони топиш учун (44) ни логарифмлаймиз: $\ln y = \ln(u \cdot v) = \ln u + \ln v$.

Бу ифодани дифференциаллаймиз:

$$\frac{dy}{y} = \frac{du}{u} + \frac{dv}{v}. \quad (45)$$

Демак, кўпайтманинг нисбий хатолиги кўпайтувчилар нисбий хатоликларининг йиғиндисига тенг.

6-§. ХУСУСИЙ ҲОСИЛАЛАР. ТҶЛИҚ ДИФФЕРЕНЦИАЛ

Хусусий ҳосилалар. u бир неча ўзаро боғлиқ бўлмаган ўзгарувчиларнинг функцияси бўлсин: $u = f(x, y, z)$. Агар аргументларидан бири, масалан, x аргумент Δx га қадар ўзгариб, қолган аргументлари эса ўзгаришсиз қолса, хусусий орттирма ушбу кўринишда бўлади:

$$\Delta u = f(x + \Delta x; y; z) - f(x; y; z) \quad (46)$$

(44) нинг Δx га нисбатининг $\Delta x \rightarrow 0$ да олинган лимити u дан x бўйича олинган хусусий ҳосила дейилади ва $\frac{du}{dx}$ символ билан белгиланади. Бунга кўра

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{f(x + \Delta x, y, z) - f(x, y, z)}{\Delta x} \quad (47)$$

Худди шунга ўхшаш, бошқа ўзгарувчилар учун ҳам хусусий ҳосилаларни ифодалаш мумкин. Хусусий ҳосилани топиш учун қолган ўзгарувчиларни ўзгармас деб ҳисоблаб, функцияни битта ўзгарувчи бўйича дифференциаллаш керак.

Мисол

$u = xy^2/z$ функция берилган. Шу функциядан y ва z бўйича олинган хусусий ҳосилаларни топиш.

$$x \text{ ва } z \text{ ни ўзгармас деб оламиз, у ҳолда } \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{2xy}{z}.$$

$$\text{Агар } x \text{ ва } y \text{ ўзгармас бўлса, у ҳолда } \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{xy^2}{z^2}.$$

Тўлиқ дифференциал ҳақида тушунча. $u = f(x, y, z)$ функциянинг тўлиқ дифференциали деб,

$$du = \frac{\partial u}{\partial x} dx + \frac{\partial u}{\partial y} dy + \frac{\partial u}{\partial z} dz, \quad (48)$$

ифодага айтилади, бу ерда dx, dy, dz — эркин ўзгарувчиларнинг дифференциаллари.

Тўлиқ дифференциал тушунчасини эркин ўзгарувчилари исталганча бўлган функцияларга татбиқ қилиш мумкин.

Агар эркин ўзгарувчиларнинг дифференциаллари етарлича кичик бўлса, у ҳолда тўлиқ дифференциални функция орттирмасига тақрибан тенг деб ҳисоблаш мумкин: $du \approx \Delta u$.

Мисол

Агар тўғри бурчакли параллелепипеднинг қирралари 2, 3 ва 4 дан мос равишда 2,01; 3,005 ва 4,05 м га ўзгарса, параллелепипеднинг ҳажми қанчага ўзгаради?

Берилган параллелепипед ҳажмининг уч ўзгарувчи функция кўринишида ифодалаймиз:

$$u = xyz, \quad (49)$$

бунда x, y, z — қирраларнинг узунликлари (48) формуладан фойдаланиб ҳажм орттирмасини ёзамиз:

$$\Delta u \approx du = yzdx + xzdy + xydz, \quad (50)$$

бунда dx, dy, dz — қирралар узунлигининг ўзгариши. Шартга кўра, $dx = 0,01$; $dy = 0,005$; $dz = 0,05$. (50) га катталикларнинг берилган қийматларини қўйиб, топамиз:

$$\Delta u \approx 3 \cdot 4 \cdot 0,01 + 2 \cdot 4 \cdot 0,005 + 2 \cdot 3 \cdot 0,05 = 0,46 \text{ м}^3.$$

7-§. БОШЛАНГИЧ ФУНКЦИЯ. АНИҚМАС ИНТЕГРАЛ

Ҳаракат тезлигини ҳисоблаш ва эгри чизиққа ўтказилган уринманинг оғиш бурчагини топиш масалаларининг қўйилиши муносабати билан ҳосила тушунчалари зарурати вужудга келди. Бунинг тескариси ҳам бўлиши мумкин: тезлик бўйича босиб ўтган йўлни, уринманинг оғиш бурчаги тангенс бўйича эса тегишли функцияни

топиш мумкин. Бундай тескари масала аниқмас интеграл тушунчасига олиб келади.

Аниқмас интегрални ҳисоблаш. Бизга y функциянинг ҳосиласи ёки унинг дифференциали берилган бўлсин:

$$y' = f(x) \quad (51) \quad \text{ёки} \quad dy = f(x) dx. \quad (52)$$

$F(x)$ функциянинг ҳосиласи берилган $f(x)$ функция ёки $f(x) dx$ дифференциал бўлса, у ҳолда $F(x)$ функция берилган $f(x)$ функциянинг бошланғич функцияси дейилади.

Функция дифференциалига битта бошланғич функция эмас, балки бир-биридан ўзгармас қўшилувчи билан фарқ қилувчи жуда кўп бошланғич функциялар мос келишини осонгина кўрсатиш мумкин. Масалан, $dy = 3x^2 dx$ дифференциал учун $F_1(x) = x^3 + 20$, $F_2(x) = x^3 + 23$ ва бошқалар бошланғич функция бўлади. Демак, умумий ҳолда бундай ёзиш мумкин:

$$F(x) = x^3 + C,$$

бунда C — ихтиёрий ўзгармас сон.

$f(x) dx$ дифференциал учун ҳамма бошланғич функцияларнинг тўплами *аниқмас интеграл* дейилади ва қуйидагича белгиланади:

$$\int f(x) dx.$$

(интеграл эф икс де икс деб ўқилади). Бу ерда $f(x) dx$ — *интеграл остидаги ифода*; $f(x)$ — *интеграл остидаги функция*.

Айни бир функциянинг ҳамма бошланғич функциялари бир-биридан ўзгармас сонга фарқ қилади, шунинг учун бирор бошланғич $F(x)$ функцияни топгач, қуйидагича ёзиш мумкин.

$$\int f(x) dx = F(x) + C. \quad (53)$$

бунда C — бирор ихтиёрий ўзгармас сон. Баъзан C ни *константа* ёки *интеграллаш доимийси* дейилади.

Бошланғич функцияни топиш жараёнига *интеграллаш* дейилади.

Аниқмас интегралнинг асосий хоссалари.

I. Аниқмас интегралнинг дифференциали интеграл остидаги ифодага тенг:

$$d \int F(x) dx = f(x) dx.$$

Бу аниқмас интегралнинг таърифидан келиб чиқади.

II. Функция дифференциалининг аниқмас интегрални шу функция билан ўзгармас соннинг қўшилганига тенг:

$$\int dF(x) = F(x) + C.$$

Исботи:

$$dF(x) = f(x) dx; \quad \int dF(x) = \int f(x) dx = F(x) + C.$$

III. Доимий кўпайтувчини интеграл белгиси ташқарисига чиқариш мумкин:

$$\int a f(x) dx = a \int f(x) dx.$$

Исботи: $a \int f(x) dx$ ифодани дифференциаллаймиз:

$$d [a \int f(x) dx] = ad \int f(x) dx = a f(x) dx; \quad (54)$$

яъни, $a \int f(x) dx$ ифода $a f(x) dx$ дифференциал ифода учун бошлангич функция бўлар экан; шуни исботлаш талаб қилинган эди.

IV. Алгебраик йиғиндининг интегрални интегралларнинг алгебраик йиғиндисига тенг:

$$\int [f_1(x) + f_2(x) + f_3(x)] dx = \int f_1(x) dx + \int f_2(x) dx + \int f_3(x) dx.$$

Исботи: Охирги тенгламанинг ўнг томонини дифференциаллаймиз: $d [\int f_1(x) dx + \int f_2(x) dx + \int f_3(x) dx] =$
 $= d \int f_1(x) dx + d \int f_2(x) dx + d \int f_3(x) dx =$

$$f_1(x) dx + f_2(x) dx + f_3(x) dx.$$

Шундай қилиб, $\int f_1(x) dx + \int f_2(x) dx + \int f_3(x) dx$
ифода $[f_1(x) + f_2(x) + f_3(x)] dx$

дифференциал ифода учун бошлангич функция бўлар экан; шуни исбот қилиш талаб қилинган эди.

Асосий интеграллар жадвали. Аниқмас интегрални (бошлангич функцияни) топиш учун дифференциаллашга тескари бўлган амалларни бажариш керак. Қўйида баъзи асосий интеграллар келтирилган:

$$\int x^\mu dx = \frac{x^{\mu+1}}{\mu+1} + C (\mu \neq -1); \quad (55)$$

$$\int \frac{dx}{x} = \ln x + C; \quad (56)$$

$$\int a^x dx = \frac{a^x}{\ln a} + C; \quad (57)$$

хусусан, агар $a = e$ бўлса, у ҳолда

$$\int e^x dx = e^x + C; \quad (58)$$

$$\int \sin x dx = -\cos x + C; \quad (59)$$

$$\int \cos x dx = \sin x + C. \quad (60)$$

Интеграллаш методлари.

Аниқмас интегрални топишда уни имкони борича жадвалдаги интеграллар кўринишига, яъни юқорида келтирилган ифодалар кўринишига келтиришга ҳаракат қилиш керак. Бу мақсадда жуда кўп усуллардан фойдаланилади, улардан иккитасини қўйида келтирмиш.

I. *Ўзгарувчиларни алмаштириш усули.* Бу усул бир ўзгарувчинини бошқаси билан алмаштиришга асосланган.

Мисоллар

1. $y = S(1+x)^3 dx$ ни топинг.

$1+x = z; dx = dz$ алмаштиришларни бажарамиз; янги ўзгарувчинини ўрнига қўйсақ, $y = \int z^3 dz$ ҳосил бўлади.

Шундай қилиб, интегрални жадвал кўринишига келтирдик. (55) формуладан фойдаланиб, $\int z^3 dz = \frac{z^4}{4} + C$ ни топамиз. Берилган ўзгарувчига қайтсак, натижада ушбуга эга бўламиз:

$$y = (1+x)^4/4 + C.$$

2. $y = \int e^3 dx$ ни топинг.

Қуйидаги алмаштиришларни бажарамиз: $3x = z$; $dx = \frac{dz}{3}$; янги ўзгарув-
чини ўрнига қўйиб, $y = \frac{1}{3} \int e^z dz$ га эга бўламиз. Шундай қилиб, интеграл
жадвал кўринишига келади. (58) формуладан фойдаланиб; $\frac{1}{3} \int e^z dz = e^z + C$
ни топамиз. Олдинги ўзгарувчига қайтсак, натижада

$$y = \frac{e^{3x}}{3} + C$$

бўлади.

II. **Бўлаклар интеграллаш.** Бу усул ушбу формулага асосланган:

$$\int u dv = v \cdot u - \int v du \quad (61)$$

Формулаани келтириб чиқариш учун (33) ни $u dv = d(u \cdot v) - v du$ кўринишда ёзамиз. Бу тенгламанинг иккала қисмини интеграл-
лаб, дастлабки (61) кўринишдаги ифодани ҳосил қиламиз.

Мисоллар

1. $y = \int \ln x dx$ ни топинг.

Фараз қилайлик, $u = \ln x$; $dv = dx$; $du = dx/x$ ва $v = x$ бўлсин. (61) дан
фойдаланиб, ушбуга эга бўламиз:

$$y = \int \ln x dx = x \ln x - \int x \frac{dx}{x} = x \ln x - \int dx = x \ln x - x + C.$$

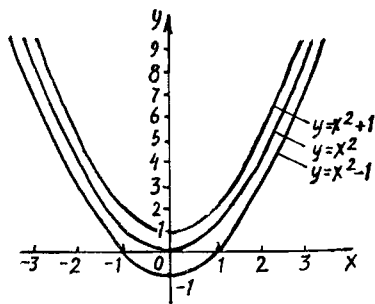
2. $y = \int x \sin x dx$ ни топинг.

Фараз қилайлик, $u = x$; $dv = \sin x dx$, у ҳолда $du = dx$; $v = -\cos x$.
(61) ни қўллаб, ушбуга эга бўламиз: $y = \int x \sin x dx = -x \cos x -$
 $-\int (-\cos x) dx = -x \cos x + \int \cos x dx = -x \cos x + \sin x + C.$

**X ўқига ўтказилган уринманинг берилган оғиш бурчаги танген-
си бўйича эгри чизиқ тенгласини топиш.** X ўқига нисбатан эгри
чизиқда ўтказилган уринманинг оғиш бурчаги тангенс уриниш нуқ-
тасининг абсциссасига боғлиқ бўлсин: $\operatorname{tg} x = 2x$. Бу қандай функ-
ция учун ўринли? x ўқига ўтказилган уринманинг оғиш бурчаги
тангенси ҳосиллага тенглиги учун

$$\frac{dy}{dx} = 2x; dy = 2x dx; y = \int 2x dx = x^2 + C;$$

$$y = x^2 + C. \quad (62)$$



12-расм.

Бу парабола тенгласидир. Аниқроғи, бир-биридан фақат ўз-
гармас сон билангина фарқ қилув-
чи параболалар оиласига эга бўл-
дик. Баъзи параболалар оиласи-
нинг графиги 12-расмда кўрсатиш-
ган.

Ўзгармас C ҳар бир аниқ ҳолда
қўшимча шартлар бўйича аниқ-
ланади. Фараз қилайлик, берилган
мисолда эгри чизиқ координата-
лари $x = 1$, $y = 2$ бўлган нуқтадан
ўтган бўлсин. Буни (62) тенг-

ламага қўйсақ; $2 = 1^2 + C$; $C = 1$ аниқ бир парабола тенгмасига эга бўламиз:

$$y = x^2 + 1.$$

Тезликнинг вақтга боғланиши бўйича ўтилган йўлни топиш. Моддий нуқтанинг тезлиги вақт ўтиши билан ушбу қонун бўйича ўзгараётган бўлсин:

$$v = 4t + 2. \quad (63)$$

Нуқтанинг босиб ўтган йўли вақтга қандай боғлиқ?

Бизга маълумки, $v = \frac{ds}{dt}$, бундан $ds = vdt = (4t + 2) dt$. Бу тенгликни интеграллаб, қуйидагига эга бўламиз:

$$s = \int (4t + 2) dt = 4 \int t dt + 2 \int dt; \\ s = 2t^2 + 2t + C. \quad (64)$$

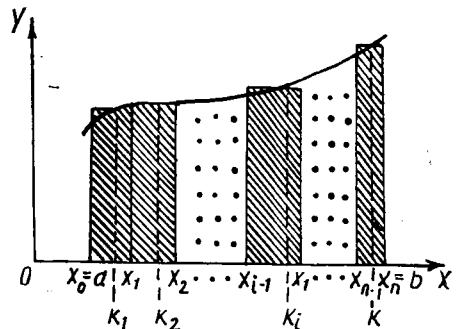
Ўзгармас C сони олдинги мисолдагидек масаланинг аниқ шартларидан топилади. Масалан, қуйидагича қўшимча шарт берилган бўлиши мумкин: бошланғич момент $t = 0$ да моддий нуқта санок боши 0 дан S_0 масофада бўлган, у ҳолда (64) дан $S_0 = 0 + 0 + C$, яъни $S_0 = C$ бўлади, бундан (64) ўрнига ушбуни ҳосил қиламиз: $s = 2t^2 + 2t + s_0$.

Тезлик деганда фақат механик ҳаракат тезлиги эмас, балки жараёнлар тезлиги (организмнинг препаратни ўзлаштириш тезлиги, бактерияларнинг қўлайиш тезлиги, ҳужайранинг емирилиш тезлиги, химиявий жараён тезлиги, радиоактив емирилиш тезлиги ва ҳоказо) ҳам тушунилиши туфайли интеграллаш йўли билан мос равишда организм ўзлаштирган препарат миқдорининг, бактериялар миқдорининг, емирилган ҳужайралар сонининг ва ҳоказоларнинг вақтга боғланишларини топиш мумкин.

8-§. АНИҚ ИНТЕГРАЛ

Аниқ интегрални кўриб чиқишдан олдин аниқ интеграл тушунчасига олиб келадиган иккита типик масала (эгри чизиқли трапециянинг юзини ҳисоблаш ва ўзгарувчан кучнинг ишини ҳисоблаш) ни кўриб чиқиш мақсада мувофиқдир.

Эгри чизиқли трапециянинг юзини ҳисоблаш. Графиги 13-расмда келтирилган, манфий бўлмаган $y = f(x)$ функция берилган. X ўқида a ва b нуқталарни танлаб олиб, улардан эгри чизик билан кесилгунча перпендикулярлар чиқарамиз. Эгри чизик, перпендикулярлар



13-расм.

ва X ўқ билан чегараланган шакл эгри чизиқли трапеция дейилади. Бу трапециянинг юзини қандай ҳисобланади?

$[a; b]$ кесмани алоҳида кичик бўлақларга бўлиб чиқамиз:

$$x_0 = a < x_1 < x_2 < \dots < x_i \leq x_i < \dots < x_n = b$$

Ҳарбир кесмачанинг ичида бирор ихтиёрний нуқта танлаб оламиз: $x_0 x_1 (\Delta x_1)$ кесма ичида k_1 нуқтани: $x_0 \leq k_1 \leq x_1$; $x_1 x_2 (\Delta x_2)$ кесма ичида k_2 нуқтани: $x_1 \leq k_2 \leq x_2$; ва ҳ. к.;

$x_{i-1} x_i (\Delta x_i)$ — « k_i — « $-$: $x_{i-1} \leq k_i \leq x_i$ ва ҳ. к.

Кўпайтмалар тузамиз: $f(k_1) \Delta x_1$; $f(k_2) \Delta x_2, \dots$. Ҳар бир бундай кўпайтма тўғри тўртбурчакнинг юзига тенг бўлиб, унинг асослари $\Delta x_1, \Delta x_2, \dots$ кесмалардан, баландлиги эса $f(x)$ функциянинг тегишли кесманинг мос нуқтасидаги қийматига тенг. Бундай кўпайтмаларнинг йиғиндиси

$$\sum_{i=1}^n f(k_i) \Delta x_i \quad (65)$$

ҳамма тўғри тўртбурчакларнинг юзига тенг бўлиб, уларнинг бир қисми 13-расмда кўрсатилган. $\sum_{i=1}^n$ белгиси $f(k_i) \Delta x_i$ нинг ҳамма ҳадларининг йиғиндисини билдириб, бунда i ҳарфи 1, 2, 3, ..., n қийматларни қабул қилади.

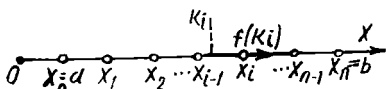
Агар ҳар бир кесма етарлича кичик бўлса, яъни $\Delta x_1 \rightarrow 0$, $\Delta x_2 \rightarrow 0$ ва ҳоказо бўлса, у ҳолда штрихланган соҳа (13-расм) эгри чизиқли трапециянинг юзига тенг бўлишга интилади ва ушбуга тенг бўлади.

$$S = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \sum_{i=1}^n f(k_i) \Delta x_i. \quad (66)$$

Шундай қилиб, эгри чизиқли трапециянинг юзини ҳисоблаш масаласи йиғиндининг лимитини аниқлаш (66) га олиб келади.

Ўзгарувчан кучнинг ишини ҳисоблаш. Жисмга қўйилган куч X ўқи бўйича йўналган бўлиб x га боғлиқ бўлсин, яъни x нинг функцияси бўлсин: $y = f(x)$. Ўзгарувчан куч бажарган ишни қандай топш мумкин?

Жисм $x_0 = a$ дан $x_n = b$ гача кўчганда куч иш бажаради (14-расм). Бу масофани кичик кесмаларга бўлиб чиқиб, олдинги масаладагига ўхшаш $f(k_i) \Delta x_i$ кўпайтмани тузамиз. Умуман олганда, ҳар бир шундай кўпайтмалар Δx_i қисмдаги кучнинг ишига тенг эмас, лекин Δx_i кесма етарлича кичик бўлса, у ҳолда бу кўпайтма бажарилган ишдан кам фарқ қилади. Ўзгарувчи кучнинг бажарган иши айрим кесмаларда (қисмларда) бажарилган ишларнинг йиғиндисидан иборат бўлади, шунинг учун



14-расм.

$$A = \lim_{\Delta x_i \rightarrow 0} \sum_{i=1}^n f(k_i) \Delta x_i, \quad (67)$$

бунда йиғинди a дан b гача бўлган ҳамма кесмалар бўйича тузилади.

Шундай қилиб, ўзгарувчан куч бажарган ишни ҳисоблаш учун ҳам, йиғиндининг лимити (66) ни аниқлашни бериш зарур.

Интеграл йиғинди. Аниқ интеграл. *Интеграл йиғинди* деб аргументнинг айрим кесмалари узунликларининг мос кесмаларнинг бирор ихтёрий нуқтасида олинган $f(x)$ функциянинг қийматига кўпайтмаларининг [(65) га қ.] йиғиндисига айтилади.

Юқорида фойдаланган иккала масала, агар ҳар бир кесма нолга интилса, $\Delta x_i \rightarrow 0$ ($i = 1, 2, 3, \dots, n$) интеграл йиғиндининг лимитини топиш заруратига олиб келиши кўриниб турибди. Масаланинг математик жиҳатдан бундай қўйилиши аниқ интеграл тушунчасига олиб келади. Бу тушунчани кўриб чиқамиз.

Агар шундай I сони мавжуд бўлсаки, $\Delta x_i \rightarrow 0$ да (65) интеграл йиғинди унга интилса, у ҳолда $f(x)$ функция $x = a$ дан $x = b$ гача бўлган бирор кесмада интегралланувчи бўлади. Бундай ҳолда I сони $f(x)$ функциянинг $[a; b]$ кесмадаги *аниқ интеграл* дейилади ва қуйидагича белгиланади:

$$I = \int_a^b f(x) dx; \quad (68)$$

$[a; b]$ — интеграллаш соҳаси бўлиб, бу ерда a — интегралнинг қуйи чегараси, b — интегралнинг юқори чегараси бўлади (ўқилиши: интеграл a дан b гача оралиқда, эф икс де икс). Айтилганлардан кўринадики;

$$\int_a^b f(x) dx = \lim_{\Delta x_i \rightarrow 0} \sum_{i=1}^n f(k_i) \Delta x_i. \quad (69)$$

Шундай қилиб, эгри чизиqli трапециянинг юзини ва ўзгарувчан кучнинг ишини ҳисоблаш аниқ интегрални топиш билан боғлиқ экан.

Аниқ интегрални топиш қоидаси. Аниқ интегрални топиш учун *Ньютон—Лейбниц* формуласидан фойдаланилади:

$$\int_a^b f(x) dx = F(b) - F(a), \quad (70)$$

бунда $F(x)$ функция $f(x)$ нинг бошланғич функцияси дир, яъни $F'(x) = f(x)$.

Демак, аниқ интегрални топиш учун бошланғич функцияни топиб, унга юқори ва қуйи чегараларни қўйиш ҳамда уларнинг айирмасини топиш керак экан. Кўрсатилган амаллар одатда қуйидагича умумий кўринишда ёзилади:

$$\int_a^b f(x) dx = F(x) \Big|_a^b = F(b) - F(a). \quad (70a)$$

Мисоллар

$$1. \int_3^5 x^2 dx = \frac{x^3}{3} \Big|_3^5 = \frac{5^3}{3} - \frac{3^3}{3} = \frac{98}{3} = 32 \frac{2}{3}$$

$$2. \int_0^{\pi/2} \sin x dx = -\cos x \Big|_0^{\pi/2} = 0 - (-1) = 1.$$

Аниқ интегралнинг баъзи бир хоссалари.

I. Агар интеграллаш чегаралари бир хил бўлса, у ҳолда аниқ интеграл нолга тенг бўлади:

$$\int_a^a f(x) dx = 0. \quad (71)$$

Бу Ньютон-Лейбниц формуласи (70) дан келиб чиқади.

II. Агар интеграллаш чегараларининг ўринлари алмаштирилса, у ҳолда интеграл ишораси тескарисига ўзгаради:

$$\int_a^b f(x) dx = - \int_b^a f(x) dx. \quad (72)$$

Бу ҳам Ньютон-Лейбниц формуласидан келиб чиқади.

III. Агар ихтиёрый тартибда жойлашган a, b, c, \dots, k, l сонлар қатори берилган бўлса, у ҳолда

$$\int_a^l f(x) dx = \int_a^b f(x) dx + \int_b^c f(x) dx + \dots + \int_k^l f(x) dx. \quad (73)$$

Буни учта: a, b, c сонлар учун исботлаймиз (70) га асосан қуйидагини ёзамиз:

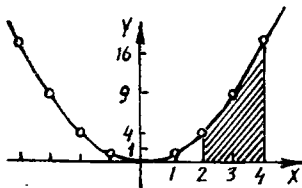
$$\int_a^b f(x) dx = F(b) - F(a); \quad \int_b^c f(x) dx = F(c) - F(b).$$

Бу ифоданинг ўнг ва чап томонларини қўшиб чиқамиз:

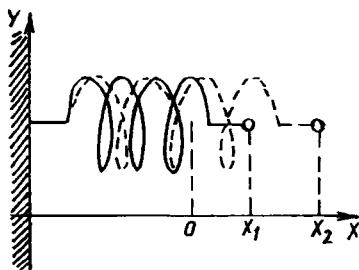
$$\int_a^b f(x) dx + \int_b^c f(x) dx = F(c) - F(a).$$

Бу эса (70) га асосан $\int_a^c f(x) dx$ га тенг.

Аниқ интегралнинг эгри чизикли трапециянинг юзини ва эластик кучнинг бажарган ишини ҳисоблашга татбиқи.



15-рasm.



16-рasm.

Мисол

$y = x^2$ параболанинг тенгламаси берилган. $a = 2$ дан $b = 4$ гача кесмада берилган эгри чизиқли трапециянинг юзини топинг (15 рasm).

$$S = \int_2^4 x^2 dx = \frac{x^3}{3} \Big|_2^4 = \frac{4^3}{3} - \frac{2^3}{3} \approx 18,6 \text{ кв. бирлик.}$$

Масала

Эластик пружинанинг бир учи маҳкамланган бўлиб, иккинчи учи x_1 қийматдан x_2 қийматгача чўзилади (16-рasm). Бунда бажарилган ишни топинг.

Ечиш: Пружинани чўзувчи куч унинг деформациясига боғлиқ бўлиб, Гук қонунига асосан $F_p = kx$ га тенг, бунда k пружинанинг бикрлиги. Агар пружинанинг ўнг учи $x = 0$ нуқтада (16-рasm) бўлганда эластик кучлар бўлмаса, у ҳолда бу формула ўринли бўлади. (67) ва (69) га асосан пружинани чўзувчи куч бажарган ишни топамиз:

$$A_p = \int_{x_1}^{x_2} F_p dx = \int_{x_1}^{x_2} kx dx = \frac{kx_2^2}{2} - \frac{kx_1^2}{2} \quad (73a)$$

$A_{э,л}$ пружинанинг эластик кучларининг иши A_p га тенг, ammo қарама-қарши ишорага эга бўлади.

9-§. ДИФФЕРЕНЦИАЛ ТЕНГЛАМАЛАР ҲАҚИДА ТУШУНЧА

Таъриф. Номаълум y функция, эркин ўзгарувчи ва биринчи, иккинчи ва ҳоказо тартибли ҳосилаларни ўз ичига олган тенглама *дифференциал* тенглама дейилади:

$$F(y, x, y', y'', \dots, y^{(n)}) = 0. \quad (74)$$

Дифференциал тенгламанинг тартиби шу тенгламада қатнашаётган ҳосилаларнинг энг юқори тартиби билан белгиланади. Масалан, $(d^3y/dx^3)^4 + 3x^2y = 0$ тенглама учинчи тартибли дифференциал тенгламадир.

Дифференциал тенгламани ечиш — бу тенгламани қаноатландирувчи $y = f(x)$ функцияни топиш демакдир, яъни бу функцияни ва унинг ҳосиласини тенгламага қўйганда айният ҳосил қилинади.

Дифференциал тенглама ёрдамида физикадаги, химиядаги ва

биологиядаги турли жараёнлар тавсифланади. Улар системалар ҳолатининг вақт ўтиши билан ўзгаришини аниқлашга имкон беради.

Биринчи тартибли дифференциал тенгламалар. Дифференциал тенглама тузиш ва ечишга доир мисоллар кўриб чиқамиз.

Мисол.

Қуйидаги биринчи тартибли дифференциал тенгламани ечинг:

$$y' = 2xy \text{ ёки } \frac{dy}{dx} = 2xy. \quad (75)$$

Ўзгарувчиларни ажратамиз:

$$\frac{dy}{y} = 2xdx. \quad (75a)$$

Бу ифодани интеграллаймиз: $\int \frac{dy}{y} = 2 \int xdx$, бунда

$$\ln y = x^2 + C \quad (76)$$

га эга бўламиз. Бу тенгламага $\ln y$ киргани туфайли ўзгармасни логарифм кўринишида ифодалаш қулайдир, яъни (76) ўрнига $\ln y = x^2 + \ln C$ ёки $\ln(y/C) + x^2$ ни ёзиш керак. Бу тенгликни потенциаллаб ушбуни ҳосил қиламиз:

$$y = Ce^{x^2} \quad (77)$$

(77) ифода (75) дифференциал тенгламанинг ечими бўлади.

Ечимнинг тўғрилигини текшириб кўрамиз. Бунинг учун (77) дан ҳосил оламиз:

$$y' = C \cdot e^{x^2} \cdot 2x \quad (77a)$$

(77) ни (77 а)га ва (75) қўйиб, $Ce^{x^2} \cdot 2x = 2xCe^{x^2}$ айниятга эга бўламиз; демак (77) ҳақиқатан ҳам (75) дифференциал тенгламанинг ечими экан.

Ўзгармас C ни қўшимча: бошланғич, охири, чегаравий ва бошқа шартлар ёрдамида топилади. Масалан, берилган тенгламага мос $x = 0$, $y = 2$ нуқта берилган бўлсин. У ҳолда бу қийматларни (77) га қўйиб, $2 = Ce^0 = C$; $C = 2$ га эга бўламиз. Энди тенгламанинг ечими тўлиқ аниқланган бўлади:

$$y = 2e^{x^2} \quad (77b)$$

(75 а) тенгламани аниқ интеграл тушунчасидан фойдаланиб бошқача йўл билан ечин мумкин. Қуйи чегара сифатида изланаётган функциянинг мос бўлган нуқталарнинг координаталарини, яъни $x = 0$, $y = 2$ ни, юқори чегара сифатида эса x ва y ўзгарувчиларни (улар таъинланган эмас) қўйиб,

$$(75a) \text{ ни интегралласак: } \int_2^y \frac{dy}{y} = 2 \int_0^x xdx; \text{ ҳосил бўлади, бунда } \ln \frac{y}{2} =$$

$$= 2 \frac{x^2}{2}; \quad y = 2e^{x^2}; \text{ бу билан мос келади.} \quad (77b)$$

Масала

Бирор аъзодаги дори препаратининг массаси химиявий парчаланиш туфайли қанча вақтдан сўнг икки баравар камайишини топинг.

Ечиш: Бошланғич момент ($t = 0$) да аъзодаги препаратнинг массаси m_0 бўлсин. Бирор t моментга келиб парчаланмаган препаратнинг массаси m га тенг бўлади. dt вақт мобайнида препаратнинг старлича кичик dm массаси парчаланadi. dm ни химиявий парчаланиш жараёни кечган вақтга пропорционал деб ҳисоблаш мантиқлидир, яъни

$$dm = -\lambda m dt,$$

бунда λ — препаратнинг табиатига, ташқи шароитга ва ҳоказоларга боғлиқ бўлган бирор ўзгармас сон; « $-$ » ишора вақт ўтиши билан препаратнинг массаси камайишини билдиради.

Охириги тенгламада ўзгарувчиларни группалаймиз: $\frac{dm}{m} = -\lambda dt$. Бунда пастки чегаралар бошланғич шартга мос эканлигини, юқори чегаралар эса масала шартига мос эканлигини ҳисобга олиб дифференциал тенгламани интеграллаймиз:

$$\int_{m_0}^{m_0/2} \frac{dm}{m} = -\lambda \int_0^t dt; \quad \ln \frac{m_0}{2m_0} = -\lambda t,$$

бундан $t = \ln^2/\lambda$ келиб чиқади. Бу қиймат масаланинг жавоби бўлади.

Иккинчи тартибли дифференциал тенглама

Масала

Узулиги l ва массаси m бўлган математик маятник гармоник тебраниб турибди. Шу ҳаракатни ифодалайдиган дифференциал тенгламани тузинг.

Ечиш: Маятникка ипнинг таранглик кучи F ва оғирлик кучи mg таъсир қилади (6.2-расмга қаранг). Маятникнинг оғиш бурчаги α жуда кичик бўлсин. У ҳолда маятникнинг ҳаракатини тўғри чизик бўйлаб қилинган ҳаракат деб қараш мумкин. Тенг таъсир қилувчи куч қўйидаги x бўлашини кўриш қийин эмас:

$$F = -mg \operatorname{tg} \alpha \approx -mg x/l,$$

бунда $\operatorname{tg} \alpha \approx \frac{x}{l}$; « $-$ » ишора кучнинг йўналиши билан боғлиқ; g эркин тушиш тезлиниши.

Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан, $-\frac{mgx}{l} = m \frac{d^2x}{dt^2}$. $g/l = \omega^2$ деб белгиласак, у ҳолда

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\omega^2 x. \quad (78)$$

Бу дифференциал тенгламанинг ечими

$$x = A \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (79)$$

бўлади, бунда A — тебранишлар амплитудаси, φ_0 — уларнинг бошланғич фазаси.

Ечимнинг тўғрилигини текшириш учун қўйидагини топамиз:

$$x' = -A\omega \sin(\omega t + \varphi_0), \quad x'' = -A\omega \cos(\omega t + \varphi_0). \quad (79a)$$

(79) ва (79a) ни (78) га қўйиб, ушбу айниятга эга бўламиз:

$$-A\omega^2 \cos(\omega t + \varphi_0) \cong -\omega^2 A \cos(\omega t + \varphi_0).$$

(78) тенглама гармоник тебранаётган математик маятникнинг ёки ихтиёрли моддий нуқтанинг ҳаракат тенгламаси бўлади. Бу тенгламадаги A ва φ_0 константаларнинг қиймати бошланғич шартлар — бошланғич силжиш ва бошланғич тезлик билан аниқланади.

Хусусий ҳосилали дифференциал тенгламалар ҳақида тушунча. Бу параграфда кўриб чиқилган дифференциал тенгламаларни *оддий дифференциал тенгламалар* дейилади.

Кўпгина физик, механик ва бошқа ҳодисалар хусусий ҳосилали дифференциал тенгламалар ёрдамида ифодаланади. Хусусий ҳосилали тенгламалар бир нечта эркин ўзгарувчи (масалан x, y, z) номаълум (u) функциядан ва уларнинг хусусий хоссаларидан ташкил топган бўлади. Масалан, тўлқин тенгламаси:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}$$

Хусусий ҳосилали дифференциал тенгламаларни ечиш анча мураккаб масала бўлиб, бу курсда кўрилмайди.

10-§. ВЕКТОРЛАРНИНГ СКАЛЯР ВА ВЕКТОР КўПАЙТМАЛАРИ ҲАҚИДА ТУШУНЧА

Векторларнинг скаляр кўпайтмаси. Иккита a ва b векторнинг скаляр кўпайтмаси деб шу вектор модулларини улар орасидаги бурчакнинг косинусига кўпайтиришдан ҳосил бўлган скаляр миқдорга айтилади: $A = ab \cos \alpha$. Скаляр кўпайтма қуйидагича белгиланади:

$$A = a \cdot b. \tag{80}$$

Скаляр кўпайтмага мисол қилиб F кучнинг s кўчишда бажарган ишини олиш мумкин, бунда кўчишга нисбатан кучнинг йўналиши ва унинг қиймати доимий сақланиши лозим:

$$A = F \cdot s = F \cdot s \cdot \cos \alpha.$$

Векторларнинг вектор кўпайтмаси

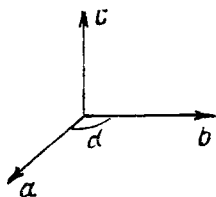
Векторларнинг вектор кўпайтмаси кўпайтувчи-векторлар ётган текисликка тик бўлган вектор бўлиб, унинг йўналиши биринчи вектор кўпайтувчини ҳаёлан кичик бурчак йўналишида иккинчи вектор-кўпайтувчи томон айлантирганимизда, шу айланиш билан қўшилган ўнг винт вектор кўпайтма йўналишида кўчади (17-расм).

Вектор кўпайтмасининг шартли ёзуви қуйидагича:

$$c = a \times b \tag{81}$$

Вектор кўпайтма вектор-кўпайтувчилар модуллари билан улар орасидаги бурчак синусининг кўпайтмасига сон жиҳатдан тенгдир:

$$c = a \cdot b \cdot \sin \alpha. \tag{82}$$



17-расм.

11-§. СКАЛЯР ФУНКЦИЯНИНГ ГРАДИЕНТИ

Фараз қилайлик, фазонинг бирор соҳасидаги ҳар бир нуқтага бирор φ сон мос қўйилган бўлсин. Шундай қилиб координаталарнинг скаляр функцияси $\varphi(x, y, z)$ ҳосил бўлади. Фазода скаляр майдон, масалан, ҳарорат майдони, электр потенциаллар майдони ва ҳоказолар мавжуд дейилади.

Бу скаляр функциянинг энг тез ўсувчи йўналиши вектор билан берилиб, градиент деб аталади ҳамда $\text{grad } \varphi$ символи билан белгиланади.

Градиентнинг сон қиймати унинг йўналиши бўйича олинган ҳосиллага тенг. Скаляр функция градиентининг математик нуқтаи назардан қатъий ифодаси қуйидагича формула билан ифодаланади:

$$\text{grad } \varphi = \frac{\partial \varphi}{\partial x} i + \frac{\partial \varphi}{\partial y} j + \frac{\partial \varphi}{\partial z} k, \quad (83)$$

бунда i, j, k — мос равишда OX, OY ва OZ координата ўқлари бўйлаб йўналган бирлик векторлардир.

Мазкур курсда баъзида соддалаштириш мақсадида скаляр функциянинг исталган йўналиш бўйича ҳосиласи градиент дейилади: $\frac{d\varphi}{dl}$. Аниқ қилиб айтганда, бу ҳосила градиентнинг l йўналиш бўйича проекциясига тенг:

$$\frac{d\varphi}{dl} = (\text{grad } \varphi)_l. \quad (84)$$

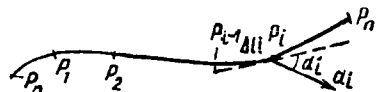
12-§. ЭГРИ ЧИЗИҚЛИ ИНТЕГРАЛ ҲАҚИДА ҚИСҚАЧА МАЪЛУМОТ

Фазода бирор L эгри чизиқ берилган бўлсин (18-расм). Фазонинг ҳар бир нуқтаси ва демак, эгри чизиқнинг ҳар бир нуқтасига бирор вектор катталиқ масалан, F куч, E электр майдонининг кучланганлиги, V суюқлик заррачалари ҳаракатининг тезлиги ва ҳоказолар мос келади. Фазода a векторнинг майдони мавжуд деб айтиш қабул қилинган.

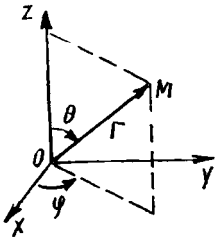
L эгри чизиқни $P_1, P_2, P_3, \dots, P_i$ нуқталар ёрдамида кичик ёйчаларга бўламиз. Эгри чизиқнинг бирор P_i нуқтасидаги a_i вектор модули билан унга мос бўлган Δl_i ёй узунлиги ҳамда улар орасидаги бурчак косинуси (вектор билан эгри чизиққа шу нуқтада ўтказилган уринма орасидаги бурчак косинуси)нинг кўпайтмасини тузамиз: $a_i \cdot \Delta l_i \cos \alpha_i$. Эгри чизиқнинг ҳамма ёйлари бўйича шундай кўпайтмалар йиғиндисини тузамиз:

$$\sum_{i=1}^n a_i \Delta l_i \cos \alpha_i. \quad (85)$$

(85) йиғиндининг n чексиз ўсгандаги ва ҳамма ёйлар нольга интилгандаги лимитига эгри чизиқли интеграл деб айтилади:



18-расм.



19-расм.

$$\int_L a \cos \alpha \, dl = \lim_{\Delta l_i \rightarrow 0} \sum_{i=1}^n a_i \Delta l_i \cos \alpha_i. \quad (86)$$

Интеграл остидаги dl ни вектор деб қараш мумкин, у ҳолда эгри чизиқли интегрални скаляр кўпайтма кўрinishида тасвирлаш қулайдир:

$$\int_L a \cos \alpha \, dl = \int_L a \, dl. \quad (87)$$

Агар $a \cos \alpha$ нфода a векторнинг dl йўналишидаги проекцияси экани яъни a_e экани ҳисобга олинса, эгри чизиқли интегралнинг яна бошқача ёзувини таклиф этиш мумкин:

$$\int a_i \, dl. \quad (88)$$

Епиқ эгри чизиқ бўйлаб эгри чизиқли интеграл *циркуляция* деб аталади ва қуйидагича белгиланади:

$$\oint_L a_i \, dl. \quad (89)$$

13-§. СФЕРИК КООРДИНАТАЛАР

М нуқтанинг фазодаги вазиятини фақат декарт координаталарида берилмасдан, балки сферик координаталар ёрдамида ҳам нфодалаш мумкин (19-расм, r — радиус-векторнинг) узунлиги, φ — узоклик, θ — кутб масофаси). Саноқнинг мусбат йўналиши расмда кўрсатилган.

Эркин ўзгарувчиларнинг ўзгариш чегаралари қуйидагичадир:

$$0 \leq r \leq \infty; \quad -\pi < \varphi \leq \pi; \quad 0 \leq \theta \leq \pi$$

Декарт координаталари билан сферик координаталар қуйидагича боғланишга эга:

$$x = r \sin \theta \cos \varphi; \quad y = r \sin \theta \sin \varphi; \quad z = r \cos \theta.$$

Сферик координаталарда сферик симметрияга эга бўлган системаларни нфодалаш мақсадга мувофиқдир.

14-§. ИККИЛИК САНОҚ СИСТЕМАСИ

Ҳаётимизда кенг қўлланшлаётган ўнлик саноқ системаси *позицион системадир*. Бунинг маъноси шуки, берилган сонда қатнашувчи ҳар бир рақамнинг сон қиймати унинг берилган сондаги турган ўрнига қараб аниқланади. Масалан 213,7 сонда энг охириги 7 рақами бирликнинг ўндан бирлари сонини билдиради, 3 эса бирлар сонини, 1 ўнлар сонини ва ниҳоят, 2 юзлар сонини кўрсатади. Шунинг учун 213,7 ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$213,7 = 2 \cdot 10^2 + 1 \cdot 10^1 + 3 \cdot 10^0 + 7 \cdot 10^{-1} \quad (90)$$

Иккилик саноқ системаси одатда икки рақам: 0 ва 1 билан ифодаланади.

Ўнли соннинг ёзилиши (90) каби исталган иккилик системадаги сонларни ҳам (масалан, 11101, 01) ёйиб ёзиш мумкин. Бу берилган иккилик системадаги сонни ўнли соннинг одатдаги шаклида қуйидагича ёзишга имкон беради:

$$1 \cdot 2^4 + 1 \cdot 2^3 + 1 \cdot 2^2 + 0 \cdot 2^1 + 1 \cdot 2^0 + 0 \cdot 2^{-1} + 0 \cdot 2^{-2} = 29,25 \quad (91)$$

Ўнли ва иккилик саноқ системаларининг мос келиши ҳақида баъзи тасаввурларни 35-жадвалга қараб ҳосил қилиш мумкин.

35-жадвал

<i>Ўнли система</i>	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
<i>Иккилик система</i>	0	1	10	11	100	101	110	111	1000	1001	1010

Иккилик системанинг қулайлиги унда қатнашаётган рақамларнинг ниҳоятда камлиги билан характерланади (ҳаммаси бўлиб иккита: 0 ва 1). Бу эса фақат иккита қатъий мувозанат вазиятини қабул қилувчи техник қурилмаларни шу системада ифодалашга имкон беради.

Сонларни бир позицион системадан иккинчисига ўтказиш маълум қоидалар асосида бажарилади.

Мундарижа

Сўз боши	3
Кириш	5
1-бўлим. УЎЛЧАШ НАТИЖАЛАРИНИ МАТЕМАТИК ҚАЙТА ИШЛАШ. ИНФОРМАТИКА ВА КИБЕРНЕТИКА АСОСЛАРИ	9
<i>Биринчи боб.</i>	Метрологияга кириш 10
<i>Иккинчи боб.</i>	Эҳтимолликлар назарияси ва математик статистика. 17
<i>Учинчи боб.</i>	Электрон ҳисоблаш машиналари. Информатика асослари 47
<i>Тўртинчи боб.</i>	Кибернетика асослари 72
2-бўлим. МЕХАНИКА. АКУСТИКА	93
<i>Бешинчи боб.</i>	Айланма ҳаракат механикаси 94
<i>Олтинчи боб.</i>	Биомеханиканинг баъзи масалалари 111
<i>Еттинчи боб.</i>	Механик тебранишлар ва тўлқинлар 121
<i>Саккизинчи боб.</i>	Акустика 142
<i>Тўққизинчи боб.</i>	Суюқликларнинг оқини ва хоссалари 161
<i>Унинчи боб.</i>	Қаттиқ жисмлар ва биологик тўқималарнинг механик хоссалари 177
<i>Ун биринчи боб.</i>	Гемодинамиканинг физик масалалари 197
3-бўлим. МУВОЗАНАТЛИ ВА НОМУВОЗАНАТЛИ ТЕРМОДИНАМИКА. БИОЛОГИК МЕМБРАНАЛАРДАГИ ДИФFUЗИОН ЖАРАЁНЛАР.208	208
<i>Ун иккинчи боб.</i>	Термодинамика 209
<i>Ун учинчи боб.</i>	Биологик мембраналардаги физик жараёнлар . 236
4-бўлим. ЭЛЕКТРОДИНАМИКА	257
<i>Ун тўртинчи боб.</i>	Электр майдони 258
<i>Ун бешинчи боб.</i>	Электр тоқи 279
<i>Ун олтинчи боб.</i>	Магнит майдони 288
<i>Ун еттинчи боб.</i>	Электромагнит индукция. Магнит майдони энергияси. 307
<i>Ун саккизинчи боб.</i>	Электромагнит тебранишлар ва тўлқинлар . . . 316
<i>Ун тўққизинчи боб.</i>	Ток ва электромагнит майдонлар таъсирида тўқималарда кечадиган физик жараёнлар . . . 335
5-бўлим. УМУМИЙ ТИББИЙ ЭЛЕКТРОНИКА	346
<i>Йигирманчи боб.</i>	Умумий тиббий электрониканинг мазмуни . . . 347
<i>Йигирма биринчи боб.</i>	Тиббий-биологик ахборотни олиш системаси . . 359
<i>Йигирма иккинчи боб.</i>	Кучайтиргичлар 371
<i>Йигирма учинчи боб.</i>	Генераторлар 392
6-бўлим. ОПТИКА	404
<i>Йигирма тўртинчи боб.</i>	Еруғлик интерференцияси ва дифракцияси . . 406
<i>Йигирма бешинчи боб.</i>	Еруғликнинг қутбланиши 430
<i>Йигирма олтинчи боб.</i>	Геометрик-оптика 439
<i>Йигирма еттинчи боб.</i>	Жисмларнинг псеиқлик нурланиши 465

7-бўлим. АТОМЛАР ВА МОЛЕКУЛАЛАР ФИЗИКАСИ. КВАНТ БИОФИЗИКАСИ ЭЛЕМЕНТЛАРИ.	483
<i>Йигирма саккизинчи боб.</i>	Заррачаларнинг тўлқин хоссалари. Квант механикаси элементлари	484
<i>Йигирма тўққизинчи боб.</i>	Атомлар ва молекулалар томонидан энергиянинг нурланиши ҳамда ютилиши	503
<i>Ўттинчи боб.</i>	Лазерлар. Радиоспектроскопия	521
8-бўлим. ИОНЛОВЧИ НУРЛАНИШЛАР. ДОЗИМЕТРИЯ АСОСЛАРИ	537
<i>Ўттиз биринчи боб.</i>	Рентген нурланиши	538
<i>Ўттиз иккинчи боб.</i>	Радиоактивлик. Ионловчи нурланишнинг модда билан ўзаро таъсири	548
<i>Ўттиз учинчи боб.</i>	Дозиметрия элементлари. Космик нурлар. Элементар заррачалар	566
Хотиما		580
Илова		582
Математикадан қисқача маълумот		582

Учебное издание

Александр Николаевич Ремизов
МЕДИЦИНСКАЯ И БИОЛОГИЧЕСКАЯ
ФИЗИКА

Художник *Т. Л. Герасимова*

Ташкент, 700129, издательство им. Ибн. Сины,
Навои, 30.

На узбекском языке

Ўқув наشري

ТИВВИЙ ВА БИОЛОГИК ФИЗИКА

Александр Николаевич Ремизов

Муҳарририят мудири Б. Мансуров
Муҳаррирлар М. Саъдуллаев, Б. Акбаров,
Ю. Музаффархўжаев

Расмлар Т. Л. Герасимова

Расмлар муҳаррири О. Аҳмаджонов

Техник муҳаррир Л. Жихарская,

В. Мешчерякова

Мусаҳҳиҳлар Н. Абдуллаева, Ҳ. Исмаилов.

ИБ № 1613

Босмахонага 19.06.91. да берилди. Босишга
03.02.92. да рухсат этилди. Бичими 60×90¹/₁₆.
2-босмахона қозоғи. Юқори босма. Адабий
гарнитура. Шартли босма табоғи 38,5. Шартли
бўёқ-отгиски 38,5. Нашр. босма табоғи 40,92.
36—30 рақамли шартнома. Жазми 10000 нусха.
196 рақамли буюртма. Баҳоси 7 с.

Ибн Сино номидаги нашриёт, 700129, Ташкент,
Навоий кўчаси, 30. ЎзССЖ Давлат матбуот ком-
митети Ташкент «Китоб» нашриёт-матбаа
бирлашмасининг 3-босмахонаси, Ташкент,
700194, Юнусобод даҳаси, Муродов кўчаси, 1.