

К. ЖАҢАБЕРГЕНОВ

# Электроника негіздері

Педагогика институттарының физика  
бөлімінің студенттеріне арналған  
оқу құралы

АЛМАТЫ «МЕКТЕП» 1989

Пікір жазған: Физика-математика ғылымдарының докторы,  
профессор С. Ерматов.

Ұсынылып отырған оқу құралы студенттерді физикалық электрониканың негіздерімен таныстырады. Өнеркәсіптік электроника жөнінде түсінік беріліп, электрондық және иондық приборлардың жұмысы, олардың параметрлері мен қолданылатын орындары баяндалады.

Оқу құралы педагогика институттарының физика-математика факультеттерінің студенттеріне арналған. Бұл кітапты орта мектептерде физика пәнінің мұғалімдері көмекші құрал ретінде пайдалана алады.

Ж  $\frac{2302030100-013}{404(05)-89}$  233-89

ISBN 5-625-00491-9.

© «Мектеп» баспасы, 1989 ж.

## КІРІСПЕ

Қазіргі электроника ғылым мен техниканың біріккен саласы болып табылады. Электрониканың негізгі екі саласы бар: физикалық электроника және техникалық электроника. *Физикалық электроника* ғылым ретінде зарядталған бөлшектердің әр түрлі орталарда (вакуумда, газдарда, сұйықтарда, қатты денелерде) және әр түрлі жағдайларда концентрациясының өзгеруі мен қозғалысына байланысты болатын құбылыстар мен процестерді зерттейді.

*Техникалық электроника* электрондық және иондық, аспаптарды, құрылғылар мен қондырғыларды ғылымда, өнеркәсіпте, байланыста, ауыл шаруашылығында, құрылыста, транспортта т. б. салаларда пайдаланудың теориясы мен практикасын қарастырады.

Физикалық электроника осы заманғы физиканың бірқатар бөліктерін қамтиды, ал оның өзі өнеркәсіптік электрониканың өте кең ғылыми базасының бар екендігін дәлелдейді. Физикалық электроника тек өзінің материалдық базасының дамуына ғана емес, басқа да перспективалы техникалық бағыттардың дамуына ықпалын тигізіп отыр. Мысалы, физикалық электрониканың жетістіктері энергетикаға ерекше әсерін тигізуде. Күн энергиясын электр энергиясына айналдыру, МГД-генераторлар мен термоэмиссиялық түрлендіргіштердің көмегімен жылу энергиясын электр энергиясына айналдыру, электр энергиясын алыс орындарға жеткізу және т. б. осыған дәлел бола алады. Керісінше, электрондық техника ғылымды жаңа аппаратуралармен жабдықтап, вакуумдағы, газдардағы, сұйықтардағы, қатты денелердегі физикалық процестерді тереңірек зерттеуге мүмкіндік береді. Қазіргі электроника ғылыми-техникалық прогрестің қуатты үдеткіші болып отыр, оның ғажап жетістіктері өмірімізде кеңінен қолданылуда. XXVII съезд қабылдаған пар-

тиямыздың Программасының жаңа редакциясында: «Өндірістік және өндірістік емес ортаның барлық салаларында комплексті механикаландыруды аяқтау, автоматты цехтар мен кәсіпорындарға, автоматты басқару мен жобалау жүйелеріне көшу есебінен автоматтандыру ісінде ірі қадам жасау қажет. Өндірісті электрлендіру, химияландыру, компьютерлендіру барған сайын кен көлемде жүргізіледі, биотехнология қолданылады» — деп көрсетілді. Бұл міндеттерді орындауда электрониканың алатын орны ерекше.

Электрониканың қалыптасуы және дамуы электрлік құбылыстардың табиғатын жете түсіну мақсатында жүргізіліп келген көптеген ғалым-физиктердің еңбектерімен байланысты. Электрлік құбылыстарды зерттеген кезден электронның ашылуына дейін екі мың жылдан аса уақыт өтті. Тек 1881 жылы ғана ирландтық физик Стоней өзіне дейінгі ғалымдардың еңбегіне сүйене отырып ғылымға «электрон» деген ұғым енгізді. Бірақ ол кезде электронды электр зарядының элементар бөлігі ғана деп түсінді. Материяның аса ғажап элементар бөлшектерінің бірі болып табылатын электрон жөніндегі түсінігіміздің қалыптасуына ХІХ және ХХ ғасырлардағы ірі-ірі теоретиктер мен экспериментаторлардың еңбектері өз әсерлерін тигізді.

Өндірістік электрониканың дамуы А. Н. Лодыгинның (1872 ж.) бірінші рет қыздырғыш шам жасауынан басталады. Американдық оқымысты Т. А. Эдисонның (1884 ж.) электрондық эмиссияны, Москва университетінің профессоры А. Г. Столетовтың (1888 ж.) фотоэлектрондық эмиссияны ашуы — электрондық құбылыстардың алғашқы зерттелінуі еді. Көп ұзамай бұл құбылыстар техникада қолданылды. Орыс ғалымы А. С. Поповтың (1895 ж.) дүние жүзінде бірінші болып радиоқабылдағыш жасауы — электрониканың дамуына аса зор әсерін тигізген уақиға болды. Әр түрлі электрондық приборлардың жасалуы және жетілдірілуі осы радиотехниканың мұқтаждықтарымен байланысты дамыды. Бірінші электрондық шамды (диодты) ағылшын ғалымы Д. А. Флеминго (1904 ж.), ал үш жыл өткеннен кейін американдық оқымыстысы Ли де Форест триодты жасады. Россияда бірінші электрондық шамды Н. Д. Папалексн (1914 ж.) жасап шықты.

Ұлы Октябрь социалистік революциясы жеңгеннен кейін отандық электроника шұғыл дами бастады.

Б. и. Ленин (1918 ж.) Совнаркомның «Радиотехникалық жұмыстарды бір орталыққа бағындыру» жөніндегі декретіне қол қойды. Сол жылы В. И. Лениннің инициативасы бойынша Нижегородта М. А. Бонч-Бруевичтің басшылығымен радиолaborатория ұйымдастырылды. Ол кейін отандық радиоэлектрониканың ғылыми және өндірістік базасына айналды. Laborатория қысқа мерзім ішінде электрондық аппаратура-лардың жаңа және жетілдірілген түрлерін жасау ісінде үлкен жетістіктерге жетті. Одан кейінгі жылдары электроника қарқынды дами бастады. Электрондық шамдарды жетілдірумен қатар басқа да электрондық приборлар жасалды: электронды-сәулелік, иондық, фотоэлектрондық, жартылай өткізгіштік.

Жартылай өткізгіш приборларды электр тербелістерін шығару және күшейту мақсатында қолдану идеясын 1922 жылы Нижегород лабораториясының қызметкері О. В. Лосев тапқан болатын. Бірақ, алғашқы жартылай өткізгіш приборлар электрондық шамдарға қарағанда нашар болды да, кең өріс ала алмады. Отызыншы жылдары А. Ф. Иоффе бастаған бір топ совет ғалымдары жартылай өткізгіштердің қасиетін кең және жүйелі түрде зерттеу жұмыстарын бастады. Зерттеу нәтижесінде жартылай өткізгіштердің дұрыс теориясы жасалды және олардың техникада қолданылу мүмкіндіктері анықталды. Жартылай өткізгіштер техникасының дамуындағы бір ерекше құбылыс — ол 1947 ж. америка физиктері У. Браттейн, Дж. Бардин және У. Шокли тапқан транзисторлық эффект. Транзистордың алғашқы үлгілері 1949—1950 жылдары өндірісте қолданыла бастады. Сол кезден бастап жартылай өткізгіштер қарқынды түрде зерттеліп, көптеген жаңа физикалық құбылыстар ашылды және әр түрлі жартылай өткізгіш аспаптар жасалды. Әсіресе, жартылай өткізгіш аспаптарды көп бөлшекті қондырғыларда пайдаланудың перспективалы екендігі байқалды. Оларды пайдалану қондырғылардың көлемін азайтып, жұмысын жақсартты және жұмсалатын электр энергиясын үнемдеді. Электрониканың жаңа саласы — *микроэлектроника* дами бастады.

Сонымен, өндірістік электрониканың дамуын үш кезеңге бөлуге болады: 1) *шамдық электроника*; 2) *жартылай өткізгіштік электроника*; 3) *микроэлектроника*. Бірақ, электрониканың жаңа кезеңі электрондық қондырғылардың элементтер базасына өзгеріс енгізгенмен,

алғашқы кезеңдерін жоққа шығармайды. Шамдық және дискретті жартылай өткізгішті электрониканың туындылары бұл кезде де кеңінен қолданылуда. Жоғарғы аталған электрониканың дамуының үш кезеңі есептеуіш техниканың дамуына да әсерін тигізді — қазіргі кезде СЭВ елдерінде интегралдық схема негізінде жасалған ЭВМ-ның үшінші буыны (ЕС ЭВМ) жұмыс жасауда, оның төртінші және бесінші буындары жасалуда.

Электрониканың болашағы өте зор, ол ғылым мен техниканың басқа салаларына қарағанда жедел дами отырып, халық шаруашылығындағы ғылыми-техникалық прогреске өзінің зор үлесін қоса береді.

## ҚАТТЫ ДЕНЕЛЕРДЕГІ ТОК

## § 1. ЭЛЕКТРОН ЖӘНЕ ОНЫҢ НЕГІЗГІ ҚАСИЕТТЕРІ

Электрон — осы кезде белгілі болып отырған элементар бөлшектердің ішіндегі ең алғаш табылған бөлшек. Сондықтан да оның қасиеттері бұрын зерттеліп, адам баласының практикасында кеңінен қолданыла бастады. Электрондар атомдар мен молекулалардың құрамына енеді, металдар мен жартылай өткізгіштерде «электрондық газ» түзеді, плазманың құрамдас бөлігі болып табылады. Әр түрлі эмиссиялар көмегімен оп-онай электрондар ағынын алуға болады. Атомдардың бета-радиоактивтік ыдырауы — жылдам электрондардың табиғи көзі. Соншалықты кең зерттелуіне карамастан электрон проблемасы — физикадағы егжей-тегжейлі шешілмей келе жатқан проблемалардың бірі. Қазіргі физиканың, электрон және басқа да элементар бөлшектердің жаңа қасиеттерін аша отырып, электронның сарқылмастығы және табиғаттың шексіздігі жөніндегі лениндік қағиданы әлі де дәлелдей түсетініне сенім мол.

Электронның басқа бөлшектерден ерекшелігін мынадай төрт шамамен сипаттауға болады: *электрон заряды  $e$ , тыныштықтағы массасы  $m_{0e}$ , меншікті механикалық моменті (спині)  $P_{Se}$  және меншікті магниттік моменті  $\mu_{Se}$* . Электронның заряды мен массасы өте жоғарғы дәлдікпен өлшенген:  $e = -1,6021892 \cdot 10^{-19}$  Кл,  $m_{0e} = 9,109534 \cdot 10^{-31}$  кг. Осы шамалар және *Авогадро саны  $N_A$  жарықтың вакуумда таралу жылдамдығы  $c$ , Планк тұрақтысы  $h$*  микродүниенің басты тұрақтылары болып табылады, олар атомдардағы, молекулалардағы және қатты денелердегі физикалық құбылыстардың жүруін анықтайды. Электр зарядтары құрылымының дискреттігі жөніндегі ұғымның қалыптасуына электролиз (М. Фарадей, 1833 ж.) құбылысын зерттеудегі тәжірибелер себеп болды. Бұл тәжірибелер кез келген заттың химиялық бір килограмм-эквивалентін (килограммен алынған атомдық салмақтың валенттілікке қатынасы) электродты бөліп алу үшін электролит арқылы бірдей электр мөлше-

рін ( $Q = F = e N_A = 9,648455 \cdot 10^4$  Кл · Моль<sup>-1</sup>) өткізу қажет екенін көрсетті. Бұл заряд шамасы *Фарадей саны* деп аталды. Электролит арқылы зарядты тасымалдайтын иондар болып табылады. Ион — «іон» (тасымалдайтын) деген грек сөзінен алынған. Заттың бір килограмм-эквивалент мөлшерінде Авогадро санына тең атом бар. Олай болса, әр атомның орташа тасымалдайтын зарядының шамасы

$$e = \frac{F}{N_A} \approx 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл.} \quad (1.1)$$

Әзірге табиғатта кездесіп жүрген зарядтың ең аз шамасы осы. Көп зарядты иондардың заряды  $e$ -нің бүтін санына тең.

Бірінші рет электрон зарядын тәжірибеде анықтаған Р. Милликен (1909 ж.) болды. Жазық конденсатор алып, оның арасына минерал майдың уақ тамшыларын бүрікті, кейбір зарядталған тамшылар конденсатор жапсарларының аралығындағы ауа қабатында «ілініп» қалды. Бұл жағдайда тамшының салмағы мен жоғары қарай әсер етуші электр күші өзара тең болады ( $M_g = q E$ ). Егер сондай ілінген тамшының біріне рентген сәулесін түсірсек, фотоэффект нәтижесінде ол бір (немесе бірнеше) электронын жоғалтады. Оның қайтадан ілініп тұруы үшін конденсатор жапсарларының арасындағы электр өрісін өзгерту қажет. Сол өріс өзгерісін өлшеп, электронның зарядын есептеп табуға болады. Осы Милликен тәжірибесі және кейіндеу жасалынған А. Ф. Иоффе тәжірибелері зарядтың элементар бөлігінің  $e$ -ге тең болатынын толық дәлелдеп берді. Кез келген элементар бөлшекті, соның ішінде электронды да, сипаттайтын шаманың бірі — меншікті электр заряды  $\left(\frac{e}{m_0 c}\right)$ . Осы кезде

белгілі болып отырған элементар бөлшектер арасында меншікті заряды артығырағы — электрон.

Электронның ерекше қасиеттерінің бірі — оның толқындық қасиеті. 1924 ж. француз физигі Л. де Бройль оптикадағы толығынан дәлелденген жарықтың толқындық және корпускулалық қасиеттерін ескере отырып, ондай қасиеттер бөлшектерде де, сонымен бірге электрондарда да болатыны жөнінде гипотеза ұсынды. 1927 ж. америка физиктері Девиссон және Джермер металл бетінен шағылысқан электрон ағындарын тәжі-



рибеде зерттеп, оның толқындық қасиеті болатынын толық дәлелдеп берді. Л. де Бройль идеясын пайдалана отырып 1925—1926 жылдары Шредингер мен Гейзенберг қазіргі кванттық механиканың негізін құрды. Спектрлік сызықтардың нәзік құрылымын түсіндіру үшін америкалық физиктері Г. Уланбек және С. Гаут Смит (1926 ж.) электрон жөнінде тағы бір гипотеза ұсынды. Өйткені бұл құбылысты тек электронның ғана меншікті механикалық моменті (спині) және магниттік моменті бар деп түсіндіруге болатын еді. Электронның меншікті магниттік моментінің болуы оның зарядталған бөлшек екенінен және меншікті механикалық моментінің болатынынан (өз осінен айналатынынан) өзінен-өзі туындайды. 1922 ж. жасалған О. Штери мен В. Герлах тәжірибесінің қорытындысы оны толық дәлелдеген еді. Бұл тәжірибеде қалыпты жағдайда магниттік моменті болмауы тиіс деп есептелетін күміс атомдарының ағыны өте күшті әртекті магнит өрісінен өткізілді, бірақ өткен атомдар екі топқа бөлініп кетті. Өлшеу нәтижесі атомдардың магниттік моментінің шамасы бір Бор магнетоны шамасындай екенін көрсетті. Шынында ол — атомдағы валенттік электронның меншікті магниттік моменті еді. Электронның меншікті радиусы жөніндегі мәселе де осы кезге дейін өз шешімін тапқан жоқ. Егер электрон массасының табиғаты электромагниттік деп санасақ, онда есептеу оның меншікті радиусы  $r_e = 2,817938 \cdot 10^{-15}$  м екенін көрсетеді. Бұл шама электронның *классикалық радиусы* деп аталады. Егер осы тұрғыдан электронды біртекті зарядталған кішкене шар деп алсақ, онда бұл өте аз көлемде орналасқан зарядтардың бір-бірінен тебілу күші электронды «жарып» жіберген болар еді. Сондықтан электрондағы зарядты ұстап тұратын табиғаты басқа күш жөнінде жорамал жасауға тура келеді. Электронның шекті меншікті радиусының болуы Эйнштейннің салыстырмалылық теориясының тұжырымдарымен де сәйкес келе бермейді. Қазіргі кезде белгілі болып отырған электрон спинінің мәні бойынша  $(0,5\hbar)$  есептесек, ондай кішкене шардың экваторындағы нүктесінің жылдамдығы 300 (м/с) жарық жылдамдығына тең болып шығады. Электронның «нүктелік» моделі де қайшылыққа соқтырады. Онда оның меншікті энергиясы мынадай формуламен анықталады еді:

$$W_e = - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_e} \quad (1.2)$$

$r_e \rightarrow 0$  жағдайда  $W_e \rightarrow \infty$ , мұндағы  $e_0$  — электрлік тұрақты. Бұл сұрақтарға әзірше жауап беруге болмайды.

Электрон шоғының электр немесе магнит өрісінде ауытқуын пайдаланып, оның меншікті зарядын және массасын анықтауға болады. Арнаулы салыстырмалылық теориясының (А. Эйнштейн, 1905 ж.) қортындылары бойынша денелер массасы, сондай-ақ бөлшектер массасы да, жылдамдыққа байланысты шама:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (1.3)$$

мұндағы  $m_0$  — дененің тыныштықтағы массасы,  $v$  — оның қозғалыс жылдамдығы,  $c$  — жарықтың вакуумдағы жылдамдығы. Олай болса, электрон массасы жөнінде де осыны айтуға болады. Әр түрлі электрондық аспаптардағы электрондар жылдамдығы әр түрлі. Аспаптардағы электронның энергиясы бірнеше ондаған кило-электрон-Вольт болғанға дейін оның массасының жылдамдыққа байланыстылығын ескермеуге болады. Егер энергияның мәні 100 кэВ-тен артық болса, онда оны ескермей кетуге болмайды. Мысалы, электронның энергиясы 10 МэВ болғанда, оның массасы  $20 m_{oe}$ , ал 300 МэВ болса —  $600 m_{oe}$  тен. Тіпті қазіргі кездегі циклды үдеткіштерде электронның энергиясы бірнеше гигаэлектрон-Вольтке ( $1 \text{ ГэВ} = 10^9 \text{ эВ}$ ) дейін өседі. Сондықтан үдеткіштер техникасының жобаларын есептеу және құру тек арнаулы салыстырмалылық теориясы негізінде жүргізіледі. Электрон массасы жылдамдыққа байланысты болғанымен, оның зарядының шамасы жылдамдыққа байланысты болмайды. Ол көптеген тәжірибелерде дәлелденілген (мысалы, Дьюэн және Хант тәжірибелері). П. Дирак (1928 ж.) теория жүзінде барлық қасиеті жағынан электронмен бірдей, айырмасы тек зарядының таңбасында ғана болатын, бөлшектің бар екені жөнінде болжам айтты. К. Андерсон (1932 ж.) ондай бөлшекті космостық сәулелер құрамынан тапты. Ол бөлшек *позитрон* деп аталды. Ол электронға қатысты антибөлшек болып табылады. Бұл бөлшектер кездескенде аннигиляция (жойылу) құбылысы жүреді — олардың тыныштықтағы массаларының қосындысы эквивалент энергиясы бар электромагниттік өріске айналады. Егер ұшырасу моментінде олардың спиндері қарама-қарсы бағытта болса, пайда болған энергия бір-біріне қарама-қарсы

бағытта ұшатын бірдей екі квантқа бөлінеді ( $m_{oe} c^2 = h\omega_{\gamma}$ ) әрқайсысының энергиясы 0,51 МэВ. Егер ұшырау кезінде олардың спиндері бір бағытта болып қалса, энергия бір-бірімен  $120^\circ$  бұрыш жасай ұшатын үш квантқа бөлініп кетеді. Электрон мен позитрон кездескенде сутегі атомы тәрізді құрылуы да мүмкін. Ондай системаны *позитроний* ( $P_S$ ) атомы деп атайды. Мұндай атомдағы бөлшек спиндері бір-біріне қарама-қарсы (антипараллель) болса, атомды *парапозитроний* деп, ал бір бағытта болса (параллель), *ортопозитроний* деп атайды.

Табиғатта аннигиляцияға кері құбылыс та жүріп жатады. Энергиясы  $h\omega_{\gamma} \geq 2m_{oe} c^2$  болатын  $\gamma$  кванттар ауыр ядролар өрісінде электрон-позитрон жұбына айналып кетеді. Біз бұл құбылыстардан материяның заттық формасының электромагниттік өріс формасына және керісінше өтетінін көріп отырмыз. Мұндай өтулер кезінде сақталу заңдарының барлық түрлері толығымен орындалады. Бұл параграфта электронның негізгі қасиеттеріне қысқаша шолу жасадық. Физиканың болашақта электронның әлі де талай тамаша қасиеттерін ашып беретіні сөзсіз.

## § 2. АТОМДАҒЫ ЭЛЕКТРОНДАР

Осы кездегі түсінік бойынша атом ядродан және оны айнала қозғалып жүрген электрондардан тұрады. Ивченко-Гейзенберг моделі (1932 ж.) бойынша ядродағы протондар мен нейтрондар саны атомның массалық санын анықтайды да, протондардың саны  $Z$  химиялық элементтің Д. И. Менделеев таблицасындағы реттік санына тең. Протондар заряды  $e$ -ге тең, оң бөлшектер болғандықтан атомдағы электрондар саны да  $Z$ -ке тең болады.

Электрондардың атомдағы орналасу заңдылықтарын қарастырайық. Кванттық механиканың түсіндіруі бойынша атомдағы электрон төрт түрлі кванттық санмен сипатталады. 1. Бас кванттық сан  $n=1, 2, 3, 4, \dots$ . 2. Орбиталдық кванттық сан  $l=0, 1, 2, \dots, n-1$ . 3. Магниттік кванттық сан  $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ . 4. Спиндік кванттық сан  $m_s = \pm 0,5$ .

Белгілі бас кванттық санға сәйкес атомдағы энергетикалық деңгейлер тобын *қабықша* деп атайды. Оларды төмендегіше әріптермен белгілеу қалыптасқан:  $n=1$ , *K*-қабықша;  $n=2$ , *L*-қабықша;  $n=3$ , *M*-қабықша;  $n=4$ , *N*-қабықша;  $n=5$ , *O*-қабықша;  $n=6$ , *P*-қа-

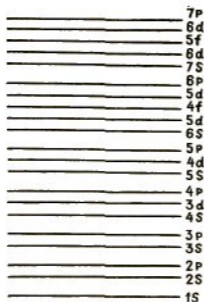
бықша және т. б. Белгілі қабықшадағы электрондар орбиталық кванттық санның әр түрлі мәндерін қабылдайды. Осыған байланысты олар қабықша ішінде қабаттар түзеді.  $l=1$ ,  $s$ -қабат;  $l=2$ ,  $p$ -қабат;  $l=3$ ,  $d$ -қабат;  $l=4$ ,  $f$ -қабат;  $l=5$ ,  $g$ -қабат;  $l=6$ ,  $h$ -қабат және т. б. Сонымен, әр қабықшадағы қабаттар саны бас кванттық санның мәніне тең. Әр қабат ішінде магниттік кванттық сан  $2l+1$  түрлі мән қабылдайды және оның бір мәніне спиндік кванттық санның екі түрлі мәні сәйкес келеді. Паули принципі бойынша аталған төрт кванттық сандардың белгілі мәндерімен сипатталатын кванттық күйде бірден артық электрон болмайды. Олай болса, белгілі қабатта ең көп болғанда  $N_e = 2(2l+1)$  ғана электрон орналаса алады. Мысалы:

$$N_s = 2 (l=0), N_p = 6 (l=1), N_d = 10 (l=2), N_f = 14 (l=3), \\ N_g = 18 (l=4), N_h = 22 (l=5).$$

Енді белгілі қабықшада орналаса алатын электрондар санының максималь мәнін табайық:

$$N_n = \sum_{l=0}^{n-1} N_e = \sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2n^2. \quad (2.1)$$

Мұнан ең көп дегенде  $K$ -қабықшада 2,  $L$ -қабықшада 8,  $M$ -қабықшада 18,  $N$ -қабықшада 32,  $O$ -қабықшада 50 электроннан ғана орналаса алатындығын көреміз. Кванттық механика электрондардың



қабаттар мен қабықшаларға орналасу тәртібін де анықтап береді. Атомдағы электрондар төменгі энергетикалық деңгейлерде орналасуға тырысады. Сондықтан алдымен  $K$ -қабықша, онан соң  $L$ -қабықша, одан кейін  $M$ -қабықша және т. б. қабықшалар ретімен тола бастауы тиіс. Қабаттарда да солай — алдымен  $s$ -қабат, одан кейін  $p$ -қабат,  $d$ -қабат және т. б. 1-суретте атомдағы қабаттар мен қабықшалардағы рұқсат етілген энергетикалық деңгейлердің орналасу реті көрсетілген. Бұл

1-сурет

суреттен мынаны байқауға болады. Мысалы 4-қабықшадағы  $s$ -қабат; 3-қабықшадағы  $d$ -қабаттан төмен орналасқан; сол сияқты, 5-қабықшадағы  $s$ -қабат; 4-қабықшадағы  $d$ -қабаттан төмен; тіпті 6-қабықшадағы  $s$ -қабат тек 5-қабықшадағы  $d$ -қабаттан ғана емес, 4-қабықшадағы  $f$ -қабаттан да төмен орналасқан және т. с. с. Сондықтан да  $3d$ -дан бұрын  $4s$ ,  $4d$ -дан бұрын  $5s$ ,  $4f$  пен  $5d$ -дан бұрын  $6s$  қабаттары толады.

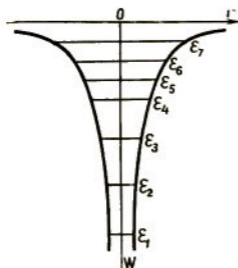
Қабықшалардың электрондар мен толу жүйесін мынадай қарапайым ереженің (*Клечковский ережесі*) көмегімен анықтауға болады: *деңгейлердің электронмен толуы бас кванттық сан мен орбиталық кванттық сан қосындысының өсу ретімен жүреді, егер әр түрлі деңгейлер үшін ол қосынды бірдей болса, онда алдымен бас кванттық саны аз деңгей толады.* Мысалы, IV периодтағы химиялық элементтердің ең алдымен  $4s$ -қабаты, сонан соң  $3d$ -қабаты, ең соңынан барып  $4p$ -қабаты тола бастайды.

Қорыта айтқанда Д. И. Менделеев ашқан (1869 ж.) химиялық элементтердің Периодтық системасын кванттық механика негізінде жүйелі түрде толығынан түсіндіріп беруге болады. Атомның химиялық және оптикалық қасиеттері оның ең сыртқы қабатында орналасқан электрондар санына байланысты, олардың саны әдетте 8-ден аспайды ( $s$  және  $p$  қабаттарында). Сондықтан да, элементтер, сыртқы қабатындағы электрондар санына байланысты, 8 топқа бөлінеді.

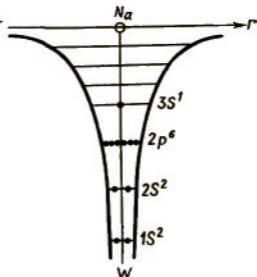
Электрон мен ядро арасындағы кулондық өзара әсерді пайдаланып (ядроны қозғалмайды деп есептейміз) ядродан әр түрлі қашықтықтағы электронның потенциалдық энергиясын табайық. Егер электронның атомынан тыс жердегі потенциалдық энергиясын нөлге тең деп алсақ, онда оның ядродан  $r$  қашықтығы потенциалдық энергиясын былай жазуға болады:

$$W(Z) = - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

Бұл теңдеумен сипатталатын «потенциалдық шұңқырдың» схемалық кескіні 2-суретте көрсетілген. Олай болса, атомдағы электронды потенциалдық шұңқырдағы бөлшек ретінде қарастыруға болады. Осы модель бойынша Na атомындағы рұқсат етілген энергетикалық деңгейлерде электрондардың орналасу ретін қарастырайық (3-сурет). Горизонталь сызықтар  $1s$ ,  $2s$ ,  $2p$  және т. б.



2-сурет



3-сурет

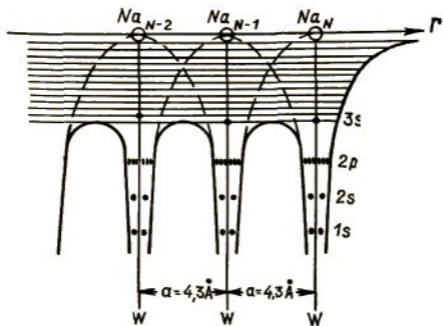
рұқсат етілген деңгейлер, ал нүктелер — сол деңгейлердегі электрондар. Na атомында барлығы 11 электрон бар,  $1s$ ,  $2s$ ,  $2p$  деңгейлері түгел электрондармен толған, ал  $3s$  деңгейінде тек бір ғана валенттік электрон бар.

Кез келген химиялық элементтің атомындағы электрондардың қабықшаларда орналасуын осы жолмен қарастыруға болады.

### § 3. КРИСТАЛДАРДАҒЫ ЭНЕРГЕТИКАЛЫҚ ЗОНАЛАР

Жекеленген атомдардан кристалл түзілгенде, олардағы электрондардың энергетикалық күйлері бір-біріне әсер жасайды. Мысал ретінде натрий атомдарының тізбегін қарастырайық. Тізбектегі атомдар саны  $N$  болсын. Егер атомдар бір-бірінен қашық орналасқан болса, онда олардың потенциалдық шұңқырлары (3-сурет) бір-бірімен айкаспайды да, бір атомдағы электрондарға басқа атомдардың әсері болмайды. Әр атомды жекеленген жүйе ретінде қарастыруға болады.

Тізбектегі атомдар кристалдық тор тұрақтысына тең (натрий үшін  $a = 4,3\text{Å}$ ) қашықтықта орналасқан болсын (4-сурет). Суретте натрий атомдары тізбегінің он жақ ұшындағы үш атом ғана көрсетілген. Мұндай жағдайда жеке атомдардың потенциалдық шұңқырлары (олар пунктирмен көрсетілген) өзара айкасып кетеді де, қортындысында потенциалдық энергия қисығы суретте бір-

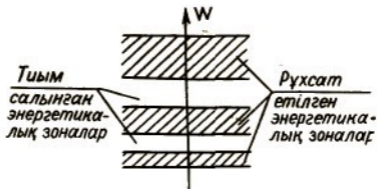


4-сурет

ыңғай сызықпен сызылған түрге келеді. Осы тұрғыдан қарағанда кристалдардағы электрондарды екі топқа бөлуге болады:

**1. Атомның ішкі қабықшаларындағы электрондар.** Олар — әр атомның өзінің потенциалдық шұңқырында қалып кететін электрондар. 4-суретте энергетикалық деңгейлердің масштабы сақталмаған, шындығында бұл айтылған электрондар орналасқан потенциалдық шұңқырлар өте терең. Оны мынадай мысалдан көруге болады. Натрийдің жеке атомын иондау (сыртқы қабаттағы электронды босату) энергиясы  $5,1 \text{ эВ}$ -ка тең, ал ядроға ең жақын орналасқан электронды босатып алу үшін  $1100 \text{ эВ}$  энергия жұмсау керек. Олай болса, атомдардан кристалл түзілгенде бұл топтағы электрондар өз ядроларының төңірегінде қала береді. Кристалдардағы мұндай электрондарды *күшті байланысқан электрондар* деп атайды.

**2. Валенттік электрондар, немесе 3 деңгейіндегі электрондар.** Суретте көрсетілгендей бұл деңгей кристалл ішіндегі потенциалдық энергия қисығынан жоғары орналасқан. Сол себептен валенттік электрон кристалл ішінде кедергісіз қозғала алады және оны кристалдың кез келген нүктесінде кездестіру ықтималдығы бірдей. Мұн-



5-сурет

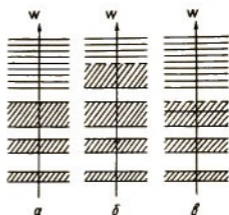
дай, өз атомдарымен нашар байланыста болатын және бүкіл кристалға ортақ болып кеткен, электрондарды *еркін электрондар* деп атайды. Шындығында олардың еркіндігі кристалл шекарасымен шектеледі. Өйткені тізбектің шетінде (4-сурет) потенциалдық энергия қисығы тік жоғары көтеріледі де электрондардың кристаллдан шығып кетуіне кедергі болатын потенциалдық тосқауыл жасайды.

Бұл келтірілген модель — кристаллдардағы электрондарды екі топқа бөлудің көрнекі және ең жеңілдетілген дәлелі ғана. Шындығында кристалл ішінде пайда болатын периодты потенциалдық өріс әлдеқайда күрделі. Егер кванттық тұрғыдан қарастыратын болсақ, тізбектегі (кристаллдағы) атомдарды бір-біріне жақындатқанда тағы бір мынадай құбылыстың қоса жүретініне көз жеткіземіз. Көршілес орналасқан атомдардың электр өрістерінің белгілі атомға жасайтын әсеріне байланысты олардағы рұқсат етілген энергетикалық деңгейлер Паули принципі негізінде бір-бірінен ығысады. Атомдардағы белгілі деңгей, енді кристалда бір-біріне өте жақын орналасқан деңгейлер тобын түзеді. Оны *энергетикалық зона* деп атайды (5-сурет). Мысалы, Na атомдарынан түзілген тізбекте (4-сурет) атомдағы  $3s$  — деңгей  $N$  қосымша деңгейлерден тұратын энергетикалық зона береді. Паули принципі бойынша әр деңгейде тек екі электрон орналаса алатындықтан, бұл зонадағы деңгейлердің жартысы электрондармен толады да, жартысы бос болады.

Атомдар жақындаған сайын энергетикалық зонадағы жіктелген деңгейлер бір-бірінен қашықтай түседі. Қарастырылып отырған атомның ішкі қабаттарындағы



электрондарға көршілес атомдардың электр өрісінің әсері аз болғандықтан, оларға сәйкес деңгейлердің жіктелуі аз болады да, тіпті көп жағдайда оны ескермеуге болады. Кристалдардағы түзілген зоналардың өзі бір-бірінен белгілі қашықтықта орналасады. Рұқсат етілген деңгейлерден тұратын энергетикалық зонаны *рұқсат етілген энергетикалық зона* деп атайды да олардың арасындағы рұқсат етілмеген деңгейлер зонасын *тыйым салынған зона* деп атайды.



6-сурет

Кристалдардағы атомдардың концентрациясы өте үлкен —  $10^{28} \text{ м}^3$ . Егер әдеттегідей рұқсат етілген энергетикалық зонаның ені бірнеше электрон-Вольт деп алсақ, онда зонадағы деңгейлердің қаншалықты бір-біріне жақын орналасатынын елестетуге болады. Тіпті зона ішінде энергия үздіксіз өзгереді деуге де болады. Қатты денелердің электрлік қасиеттері энергетикалық зоналардың түріне, олардың өзара орналасуына және электрондармен толу, не толмауына байланысты. Осы ерекшеліктеріне байланысты заттар үш топқа бөлінеді.

**Бірінші топқа** рұқсат етілген зоналары не түгелінен электрондармен толған, не ондай зонада бірде-бір электрон болмайтын заттар жатады (6, а-сурет). Мысал ретінде NaCl кристалын алайық. Ол  $\text{Na}^+$  натрий ионынан және  $\text{Cl}^-$  хлор ионынан тұрады делік. Натрий ионының әрқайсысында  $1s$ -күйде екі,  $2s$ -күйде екі және  $2p$ -күйде алты электрон бар, олай болса кристалдағы барлық натрий иондарының беретін  $1s$ ,  $2s$  және  $2p$  зоналары электрондармен түгел толған. Натрийдің бір электронының хлорға өтуіне байланысты кристалдағы хлор атомдарынан түзілетін энергетикалық зоналар ( $1s$ ,  $2s$ ,  $2p$ ,  $3s$ ,  $3p$ ) да түгелдей электрондармен толған. Натрий иондарының беретін келесі  $3s$ -зонасында бірде-бір электрон жоқ және онымен ең жоғарғы толған зона арасында  $8 \text{ эВ}$  энергетикалық интервал (тыйым салынған зона) бар.

Заттардың **екінші тобына** — ең жоғарғы энергетикалық зонасы жарым-жартылай электрондармен толған заттар жатады (6, б-сурет). Бұл топқа жататын заттар

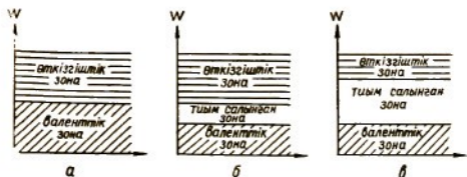
әсіресе сілтілік металдар. Жоғарыда айтқанымыздай, мысалы, натрий кристалының ең жоғарғы 3s-зоначасындағы деңгейлердің жарымы ғана электрондармен толған.

Ал үшінші топқа жататын заттардың (6, в-сурет) ең жоғарғы толған зонасы мен одан кейінгі бос зонасы бір-бірімен айкасып кетеді де, олар жарым-жартылай толған бір зона түзеді. Мысалы, мыс кристалының түгел толған 3d-зоначасы, жарым-жартылай толған 4s-зоначасы және бос 4p-зоначалары өзара айкасып кетеді де, бірінғай жарым-жартылай толған зона береді. Бұл заттар тобына Периодтық системаның II тобындағы элементтерді жатқызуға болады.

Кристалдардағы электрондардың сыртқы электр өрісінің әсерінен бағытталған қозғалысқа түсуі — энергиясының артып, алғашқы деңгейінен жоғары жатқан энергетикалық деңгейге өтуі. Осы тұрғыдан қарағанда бірінші топқа жататын заттардағы электрондардың сыртқы электр өрісінің әсерінен жоғарғы энергетикалық деңгейге өте қоюы қиын. Мысалы, сыртқы электр өрісінің кернеулігі  $10^4$  В/м болғанда, электронның тетелес екі соқтығысуының арасында орын ауыстыратын жолының ұзындығы шамамен  $10^{-8}$  м дегенімізде, оның энергиясы тек  $10^{-4}$  эВ ғана өзгереді. Ал, ондай заттардағы тыйым салынған зона ені әдетте бірнеше электрон-Вольт. Сондықтан толған зонадағы электрондар бос зонадағы деңгейлерге өтпейді, электрондар қозғалысқа түспейді. Мұндай заттарды *изоляциялар* немесе *диэлектриктер* деп атайды.

Ең жоғарғы зонасы жарым-жартылай толған екінші және үшінші топтарға жататын заттардағы электрондар тіпті әлсіз электр өрісінің әсерінен, зона квазиүздіксіз болғандықтан, бір деңгейден екінші деңгейге оп-оңай өтіп кете алады. Сондықтан мұндай заттар (металдар) өткізгіш болып табылады. Егер бірінші топқа жатқызған заттарымыздың қайсыбірінде ең жоғарғы толған зона мен бос зонаның арасы онша алшақ болмай (3 эВ дейін), тіпті қалыпты жағдайдың өзінде жылулық қозғалысы әсерінен толған зонадан электрондар бос зонаға өтіп, ол зонада сыртқы электр өрісінде қозғалатын электрондар пайда бола алатындай болса, ондай заттарды *жартылай өткізгіштер* деп атайды.

Диэлектриктер мен жартылай өткізгіштердің ең жоғарғы толған зонасын *валенттік зона* деп, ал одан кейінгі рұқсат етілген бос зонаны *өткізгіштік зона* деп атай-

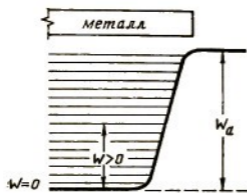


7-сурет

ды. Бұл екі зона да металдарда жарым-жартылай толған зонада жатады. Қатты денелердегі құбылыстарды қарастырғанда заттардың жеңілдетілген энергетикалық диаграммасы қолданылады: кристалдардың көптеген қасиеттеріне әсері болмағандықтан, атомның ішкі қабаттарына сәйкес, жіктелмейтін және әлсіз жіктелетін зоналарды диаграммада көрсетпейді. Тек валенттік зона мен одан жоғары орналасқан өткізгіштік зоналарды ғана көрсетеді (7-сурет). Мұнан былай энергетикалық диаграммалардың осы жеңілдетілген кескінін пайдаланамыз. Көрнекті болу үшін толған (валенттік) зонаны көлбеу сызықтармен, бос (өткізгіштік) зонаны бірыңғай горизонталь сызықтармен белгілеп, ал тыйым салынған зонаны ашық қалдырамыз.

#### § 4. МЕТАЛДАҒЫ ЭЛЕКТРОНДАР СТАТИСТИКАСЫ

Еркін электрондар ұғымы (§ 3) қатты денелердегі электрондар жүйесінің күйін жақсы түсіндіріп беретін теорияның негізі ретінде қолданылады. Металдардағы «электрондық газды» *идеал газ* деп қарастыру нәтижесінде (классикалық теория) өткен ғасырдың соңғы жылдарында металдардың электр өткізгіштігі, Ом заңы, Видсманн — Франц заңы және т. б. құбылыстар тек сапа жағынан ғана емес, сан жағынан да түсіндірілді. Дегенмен классикалық теория көптеген мәселелерді түсіндіріп бере алмады. Еркін электрондар жөнінде дұрыс теория жазған неміс физигі Зоммерфельд (1928 ж.) болды. Ол кванттық тұрғыдан металдарды табаны тегіс «потенциалдық шұңқыр» ретінде қарастырды. Металдағы еркін



8-сурет

кристалы үшін  $3s$ -зоначасының ең төменгі деңгейі. Ондай төмен жатқан зоналардың және металл ішіндегі периодты потенциалдық өрістің еркін электрондарға әсері ескерілмейді. Металдың шекарасындағы потенциалдық тосқауыл еркін электрондардың металдан шығып кетуіне кедергі жасайды. Олай болса, металл кесегі еркін электрондар үшін потенциалдық шұңқыр болып табылады. 8-суретте ондай шұңқырдың тек оң жақ шеті көрсетілген. Шұңқыр табанындағы (ең төменгі деңгейдегі) электрон энергиясын  $W=0$  десек, онда басқа энергетикалық деңгейлердегі оның энергиясы  $W>0$ , ал металл сыртындағы тыныштықтағы электрон энергиясы  $W_a$  потенциалдық тосқауылдың биіктігіне тең. Электронды потенциалдық шұңқырдағы бөлшек ретінде қарастырып, шұңқыр ішіндегі оған рұқсат етілген энергетикалық деңгейлерді (жарым-жартылай толған зонадағы деңгейлерді) есептеп табуға болады. Металдағы еркін электронның энергиясы оның кинетикалық энергиясына тең:

$$W = \frac{P^2}{2m_e} = \frac{1}{2m_e} (P_x^2 + P_y^2 + P_z^2),$$

мұндағы  $P$  — электрон импульсі. Қабырғасы  $L$  болатын потенциалдық жәшіктегі электронның импульсы мен энергиясының квантталу шарты былай жазылады:

$$P_x = \frac{h}{2L} n_x; \quad P_y = \frac{h}{2L} n_y; \quad P_z = \frac{h}{2L} n_z; \quad (4.1)$$

$$W_n = \frac{h^2}{8m_e L^2} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2) = \frac{h^2 n^2}{8m_e L^2},$$

электрондар сол потенциалдық шұңқырда орналасқан бөлшектер ретінде зерттелді.

Мәселе түсінікті болу үшін 4-суретке қайта оралайық. Потенциалдық шұңқырдың табаны ретінде металдардағы ең жоғарғы жарым-жартылай толған зонаның ең төменгі энергетикалық деңгейі алынды. Ол деңгей — Na

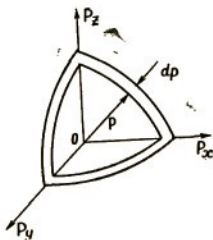
мұндағы  $h$  — Планк тұрақтысы.  $n_x, n_y, n_z, n$  — кез келген бүтін оң сандар. Формуладан рұқсат етілген телес екі деңгейдің айырымы  $\frac{h^2}{8m_e L^2}$  екенін көреміз. Мысалы, кристалл өлшемі 1 см болса, ол айырым  $4 \cdot 10^{-15}$  эВ болып шығады. Олай болса, шектелген кристалдарда еркін электрондар үшін рұқсат етілген деңгейлер бір-біріне өте жақын жатады да, жоғарыда айтқанымыздай, бұл энергетикалық спектрді квазиүздіксіз деуге болады. Егер импульстер кеңістігін қарастырсақ (9-сурет), онда (4.1) формуласынан бір кванттық күйге  $\frac{h^3}{8L^3}$  көлемше сәйкес келетіндігін көреміз. Электронның импульсі  $P$ -дан  $P+dP$ -ға дейін өзгергенде, көлем  $4\pi^2 P dP$ -ға өзгереді. Бұл көлемнің бір октантқа келетін бөлігін ғана  $\frac{4\pi P^2 dP}{8}$  алуымыз керек, өйткені  $n_x, n_y, n_z \rightarrow n$  сандары бүтін оң сандар. Егер осы табылған көлемді  $\frac{h^3}{8L^3}$ -ке бөлсек және бір энергетикалық күйде спиндері қарама-қарсы екі электронның орналаса алатынын ескерсек, онда импульстің  $P$  және  $P+dP$  мәндері аралығында жататын кванттық күйлер санын былай жазуға болады:

$$dZ_w = 2 \frac{4\pi P^2}{8} \left( \frac{8L^3}{h^3} \right) dP. \quad (4.2)$$

Бұл табылған формулаға импульстің энергия арқылы жазылған өрнегін  $P = \sqrt{2mW}$  қойып, энергияның  $W$  және  $W+dW$  интервалында жататын кванттық күйлер санын анықтаймыз:

$$dZ_w = \frac{4\pi L^3}{h^3} (2m_e)^{3/2} W^{1/2} dW.$$

Мұндағы  $\frac{dZ}{dW} = S(W)$  функциясы — күйлер тығыздығының таралу функциясы деп аталады, ол — энергияның



9-сурет

бірлігіне неше энергетикалық күй сәйкес келетінін көрсетеді. Сонымен,

$$S(W) = \frac{4\pi L^3}{h^3} (2m_e)^{3/2} W^{1/2}. \quad (4.3)$$

Бұл формуланың көмегімен металдардағы көптеген құбылыстарды қанағаттанарлық дәрежеде түсіндіріп беруге болады. Оның бірінші қолданылуы ретінде металдардағы еркін электрондарды Паули принципі бойынша екі-екіден ең төменгі рұқсат етілген деңгейден бастап орналастырғанда электронмен толатын ең жоғарғы деңгейді  $W_F$  есептеу үшін пайдаланайық. (Мұндай жағдай тек металл температурасы абсолют нөлге тең болғанда ғана орындалады.) Ол  $W_F$  деңгейін *Ферми деңгейі* деп, немесе *Ферми энергиясы* деп атайды. Егер металдағы еркін электрондар саны  $N$  болса, онда  $\int_0^{W_F} S(W) dW = N$ .

Бұл өрнекті (4.2) көмегімен интегралдап, одан  $W_F$  -ті табамыз:

$$W_F = \frac{h^3}{8m_e} \sqrt[3]{\frac{9}{\pi^2} \left(\frac{N}{V}\right)^{2/3}} \quad (4.4)$$

Мұндағы  $V=L^3$ . Олай болса, Ферми деңгейінің мәні металдың бір өлшем көлеміндегі еркін электрондар санына  $\left(\frac{N}{V}\right)$  ғана байланысты болады да, металл кесегінің ұзындық өлшемдеріне байланыссыз деген қортынды шығады. Енді металдардағы еркін электрондардың энергияға таралу заңдылығын қарастырайық. Бұл таралуды сипаттайтын функция  $f(W) = \frac{dN}{dW}$  біріншіден, күйлер тығыздығының таралу функциясы  $S(W)$ -ға, және екіншіден, энергиясы  $W$  болатын кванттық күйдің электрондармен толу ықтималдығы  $\omega(W)$ -ға байланысты:

$$f(W) = \frac{dN}{dW} = \omega(W) \frac{dZ}{dW} \quad (4.5)$$

Кванттық статистикалық физиканың түсіндіруі бойынша фермиондардың (электрон да — фермион) энергияның белгілі  $\mathcal{E}_i$  мәнін қабылдау ықтималдығы  $\omega(\mathcal{E}_i)$  — *Ферми — Дирак* таралуымен анықталады:

$$\omega(\mathcal{E}_i) = \frac{1}{e^{\frac{\mathcal{E}_i}{kT}} + 1}.$$

мұндағы  $T$  — фермиондық газ температурасы. Егер осы тұжырымды потенциалдық шұңқырдағы электрондық газға қолдансақ, онда:

$$\omega(W) = \frac{1}{e^{\frac{W-W_F}{kT}} + 1} \quad (4.6)$$

Өйткені электрондық газдың белгілі температурасында электрон энергияның  $W_F$ -тең төмендегі мәндерін қабылдай алмайды, ол деңгейлер электрондармен толған. Енді (4.3), (4.5) және (4.6) формулаларын пайдалана отырып, энергияларының мәні  $W$  және  $W+dW$  интервалында жататын электрондар санын  $dN_w$  табайық:

$$dN_w = \frac{4\pi L^3}{h^3} (2m_e)^{3/2} \frac{W^{1/2}}{e^{\frac{W-W_F}{kT}} + 1} dW. \quad (4.7)$$

Соңғы формуладан ондай электрондардың тығыздығын да жаза аламыз:

$$dn_w = \frac{dN_w}{L^3} = \frac{4\pi}{h^3} (2m_e)^{3/2} \frac{W^{1/2}}{e^{\frac{W-W_F}{kT}} + 1} dW. \quad (4.8)$$

Егер кез келген газдың  $W$ ,  $W_F$ ,  $dW$  интервалында жататын энергиясы бар бөлшектерінің саны  $dN$  сол интервалдағы рұқсат етілген күйлер саны  $dZ$ -ке қарағанда өте аз болса, басқаша айтқанда  $dN \ll dZ$  болса, ондай газды *азбаған газ* деп атайды.

Егер қандай да бір энергетикалық интервал үшін  $dN \cong dZ$  болса, ондай газды *азған газ* деп атайды.

Азбаған электрондық газ үшін (4.6) формуласындағы бөлшек бөліміндегі бірді елемеуге болады, өйткені

$dN \ll dZ$ . Ондай жағдайда  $e^{\frac{W-W_F}{kT}}$  өте үлкен сан болады, оны бөлшектің алымына өткізіп, кәдімгі Максвелл — Больцман таралуын аламыз. Олай болса, азбаған электрондық газға белгілі жағдайларда Максвелл — Больцман таралуын қолдануға болады екен. Ал азған электрондық газ үшін  $\frac{W-W_F}{kT}$  бөлшегі нөлге жақын сан.

Кризистік температура  $T_k$  ұғымын ендірейік, газ температурасы  $T$  -ден төмен болып, ол азған газға айналатын болсын. Онда  $\frac{W-W_k}{kT}$  -ны  $\frac{T}{T_k}$  -ның дәрежелері бойынша қатарға жіктеп, жіктелудің бірінші мүшесімен ғана шектеле отырып,  $T_k$  -ны табуға болады:

$$T_k = \frac{W_F}{k} = \frac{h^2}{2km_e} \left( \frac{3n_0}{8\pi} \right)^{2/3}, \quad (4.9)$$

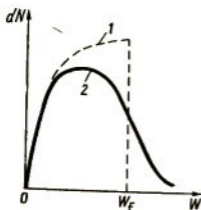
мұндағы  $n_0 = \frac{N}{L^3}$  — электрон газының тығыздығы.

Есептеу электрон газы үшін кризистік температура-ның  $7 \cdot 10^4$  К екендігін көрсетеді. Олай болса, тәжірибеде қол жететін температураның бәрінде электрондық газ күшті азған газ болып табылады, сондықтан оған Ферми-Дирак статистикасын пайдаланған дұрыс. Физикалық тұрғыдан (4.7) теңдеуін талдайық.

Егер  $T=0$ К және  $W=W_F$  болса, онда теңдеудің оң жағы түгел нөлге айналып кетеді. Ол — температура абсолют нөлге тең болғанда металда энергиясы  $W_F$ -тең артық электрон болмайды деген сөз. Егер  $T=0$ К және  $W < W_F$  болса, теңдеудің бөлшек бөліміндегі бірінші қосылғыш нөлге айналады. Біз электрондардың энергияларға таралу тәуелділігін аламыз (10-сурет, 1-қисық).

Егер  $T > 0$ К және  $W=W_F$  болса, онда  $e^{-\frac{W-W_F}{kT}}$  және  $\omega(W) = 0,5$ . Бұдан кез келген қатты дене үшін өте маңызды қорытынды жасай аламыз: *Ферми деңгейі* дегеніміз — кез келген температурада электрондармен толу ықтималдығы 0,5-ке тең деңгей.

$T > 0$ ,  $W < W_F$  болғанда  $\omega(W)$  бірден сәл аз сан болады, ал  $W > W_F$  болса, онда ондай энергетикалық деңгейлердің электрондармен толу ықтималдығы нөлден сәл артық болып шығады (10-сурет, 2-қисық). Қисықтың бұлай өзгеруі — белгілі температурада толған зонадағы электрондардың жылулық әсер нәтижесінде Ферми деңгейіне жақын орналасқан өткізгіштік зонаның деңгейлеріне өтіп кететіндігімен байланысты. Уақыт бірлігінде аудан бірлігіне келіп соғатын импульсінің компоненттері сол ауданға нормаль бағытталған және  $p_x, p_x + dp$  интервалында жататын, электрондар санын  $dv_{p_x}$ -ты есептеп табайық. Егер (4.8) теңдеуін импульс арқылы жазатын болсақ, онда



10-сурет



$$dn_{p(x, y, z)} = \frac{2 dP_x dP_y dP_z}{h^3 e \frac{W(P_x, P_y, P_z) - W_F}{kT} + 1}, \quad (4.10)$$

мұндағы  $dn_{p(x, y, z)}$  импульсінің мәні  $P, P+dP$  интервалында жататын электрондар тығыздығы. Онда импульсінің  $F_x$  компоненті  $P_x, P_x+dP_x$  интервалында жататын электрондар тығыздығы мынадай формуладан табылады:

$$dn_x = \frac{2}{h^3} dP_x \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dP_y dP_z}{e \frac{W(P_x, P_y, P_z) - W_F}{kT} + 1} \quad (4.11)$$

$\frac{P_x^2}{2m_e} = W_x$  белгілеуін енгізіп, интегралды есептеу нәтижесінде мынадай өрнек аламыз:

$$dn_x = \frac{2\pi m_e}{h^3} \left( \frac{2m_e}{W_x} \right)^{1/2} kT \ln \left[ 1 + \exp \left( - \frac{W_x - W_F}{kT} \right) \right] dW_x$$

және

$$dv_{p_x} = v_x \cdot dn_{p_x} = \sqrt{2W_x/m_e} dn_{p_x}$$

болғандықтан, ең соңында

$$dv = \frac{4\pi m_e kT}{h^3} \ln \left[ 1 + \exp \left( - \frac{W_x - W_F}{kT} \right) \right] dW_x. \quad (4.12)$$

Егер осы формуладағы  $W_F - W_x \gg kT$  болса, тік жақша ішіндегі бірді елемеуге болады, ондай жағдайда

$$dv_{p_x} = \frac{4\pi m_e}{h^3} (W_F - W_x) dW_x \quad (4.13)$$

Бұл формула  $T=0K$  болғанда дәл орындалады. Егер  $W_x - W_F \gg kT$  болса, онда тік жақша ішіндегі екінші қосылғыш бірге қарағанда өте аз болады, сондықтан  $\alpha \ll 1$  жағдайда орындалатын  $\ln(1-\alpha) \cong -\alpha$  жуық формуласын пайдаланып,  $dv_{p_x}$  санын табамыз:

$$dv_{p_x} = \frac{4\pi m_e kT}{h^3} \exp \left( - \frac{W_x - W_F}{kT} \right) dW_F \quad (4.14)$$

Бұл формула көптеген есептерді шешуді жеңілдетеді.

## § 5. ДИЭЛЕКТРИКТЕР МЕН ЖАРТЫЛАЙ ӨТКІЗГІШТЕРДЕГІ ЭЛЕКТРОНДАР СТАТИСТИКАСЫ

1. Диэлектриктер және меншікті жартылай өткізгіштер. Егер диэлектриктер мен меншікті жартылай өткізгіштердегі өткізгіштік зонаның ең төменгі деңгейін  $W_0$  арқылы белгілесек, онда белгілі  $T$  температурада энергиясы  $W$  және  $W+dW$  интервалында болатын өткізгіштік зонадағы электрондар тығыздығын  $dn_e$  жоғарыда келтірілген (4.8) теңдеуінің көмегімен табуға болады. Тек теңдеудегі бөлшектің алымындағы  $W$ -ны  $W-W_0$  айырымымен алмастырсақ жеткілікті. Сонымен:

$$dn_e = \frac{4\pi}{h^3} (2m)^{3/2} \frac{(W-W_0)^{1/2}}{e \frac{W-W_F}{kT} + 1}. \quad (5.1)$$

Диэлектриктер мен жартылай өткізгіштер үшін де (4.10) — (4.14) теңдеулерін алудағы ойлау жүйесін пайдаланып, сол теңдеулерге ұқсас теңдеулер ала аламыз. Ал валенттік зонадағы  $W$  деңгейінде электронның болмау ықтималдығы (деңгейдің бос болу ықтималдығы), немесе кемтіктердің таралу заңы былай жазылады:

$$\omega(W)_p = 1 - \omega(W)_e = \frac{1}{e \frac{W_F - W}{kT} + 1}$$

Валенттік зонадағы энергетикалық күйлер тығыздығын да (4.4) теңдеуінің көмегімен табамыз. Тек энергияны енді валенттік зонаның ең жоғарғы деңгейінен  $W_b$  төмен қарай есептеу керек және электрон массасын кемтік массасы  $m_p$  мен алмастыру қажет. Онда кемтіктер үшін (4.8) теңдеуі төмендегіше жазылады:

$$dn_p = \frac{4\pi}{h^3} (2m_p)^{3/2} \frac{(W_b - W)^{3/2}}{e \frac{W_F - W}{kT} + 1}. \quad (5.2)$$

Біз қарастырып отырған еркін электрон моделінде кемтіктің эффективтік массасын электрон массасына тең деп есептесек, шындықтан онша алыс кетпейміз, өйткені кемтік табиғаты электронмен байланысты.

Диэлектриктер мен меншікті жартылай өткізгіштер үшін Ферми деңгейінің энергетикалық диаграммадағы орны жөніндегі мәселені шешейік. Бұл заттардың температурасы абсолют нөл болғанда, олардың валенттік зонасының электрондармен түгел толуы және өткізгіштік зонасында бірде-бір электронның болмауы — Ферми дең-

гейінің тыйым салынған зонада жататынын дәлелдейді. Есептеу және эксперименттер нәтижесі мынаны көрсетеді: тыйым салынған зонаның ені  $0,5-1,2$  эВ болғанда,  $W - W_F$  айырымы электрон-вольттің бірнеше ондық бөлігіне тең, ал температура  $T = 10000$  К болғанның өзінде  $kT$ -ның мәні электрон-вольттің бірнеше жүздік бөлігіне ғана тең. Олай болса, біздің

$$e \frac{W - W_F}{kT} \gg 1 \quad (5.3)$$

деп есептеуге толық сеніміміз бар. Ондай жағдайда (5.1) және (5.3) теңдеулеріндегі бөлшек бөлімінде тұрған бір-ді ескермеуге болады, сол себепті

$$dn_e = \frac{4\pi}{h^3} (2m_e)^{3/2} (W - W_0)^{1/2} e^{-\frac{W - W_F}{kT}} \quad (5.4)$$

$$dn_p = \frac{4\pi}{h^3} (2m_p)^{3/2} (W_b - W)^{1/2} e^{-\frac{W_F - W}{kT}}$$

деп жазуға болады. Олай болса диэлектриктер мен меншікті жартылай өткізгіштердің валенттік зонасындағы кемтіктер және өткізгіштік зонасындағы электрондар әдеттегі температураларда азбаған газдар болып табылады екен, сондықтан олар Максвелл — Больцман статистикасына бағынады.

Егер (5.4) теңдеуін  $W_0$  -ден  $+\infty$ -ке дейін интегралдасақ, онда өткізгіштік зонадағы электрондар тығыздығын табамыз:

$$n_e = \frac{2}{h^3} (2\pi m_e kT)^{3/2} e^{-\frac{W_0 - W_F}{kT}} = N_e e^{-\frac{W_0 - W_F}{kT}} \quad (5.5)$$

мұндағы  $N_e = \frac{2}{h^3} (2\pi m_e kT)^{3/2}$  — өткізгіштік зонадағы электрон күйлерінің эффективтік тығыздығы деп аталады. Дәл осы жолмен валенттік зонадағы кемтіктер тығыздығын да анықтаймыз:

$$n_p = \frac{2}{h^3} (2\pi m_p kT)^{3/2} e^{-\frac{W_F - W_b}{kT}} = N_p e^{-\frac{W_F - W_b}{kT}} \quad (5.6)$$

Мұндағы  $N_p = \frac{2}{h^3} (2\pi m_p kT)^{3/2}$  валенттік зонадағы кемтіктер күйлерінің эффективтік тығыздығы.

Диэлектриктер мен меншікті жартылай өткізгіштердің өткізгіштік зонасында қанша электрон болса, валенттік зонасында да сонша кемтік болатындығын ескеріп, мынадай теңдеу жазамыз:

$$N_e e^{-\frac{W_0 - W_F}{kT}} = N_p e^{-\frac{W_F - W_b}{kT}}$$

Бұл теңдеуден

$$W_F = \frac{W_0 + W_b}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_p}{N_e} = \frac{W_0 + W_b}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_p}{m_e}.$$

Егер  $m_p = m_e$  екендігін ескерсек, онда

$$N_p = \frac{W_0 + W_b}{2}. \quad (5.7)$$

Олай болса диэлектриктер мен меншікті жартылай өткізгіштерде Ферми деңгейі тыйым салынған зонаның дәл ортасында жатады екен.

Табылған (5.7) теңдеуіндегі  $W_F$  мәнін (5.5), не (5.6) теңдеулеріне қойып, диэлектриктер мен меншікті жартылай өткізгіштердегі  $n_i$  меншікті заряд тасушылар концентрациясының формуласын аламыз:

$$n_i = n_e = n_p = \sqrt{N_e N_p} e^{-\frac{W_0 - W_b}{kT}} = \sqrt{N_e N_p} e^{-\frac{\Delta W_p}{kT}}, \quad (5.8)$$

мұндағы  $\Delta W_p$  — тыйым салынған зонаның ені.

**2. Қоспалы жартылай өткізгіштер.** Алдымен қоспалы электрондық жартылай өткізгіштерді қарастырайық. Мұндай жартылай өткізгіштің электрлік тұрғыдан бейтарап болуы өткізгіштік зонадағы электрондар концентрациясының валенттік зонадағы кемтіктер мен донорлық қоспаның оң иондары концентрацияларының қосындысына тең екеніне байланысты, немесе

$$n_e = n_p + \bar{n}_i. \quad (5.9)$$

Біз жоғарыда (§ 4) қоспа атомдарының жартылай өткізгіште өте сирек орналасатынын, олардың бір-біріне әсер жасай алмайтынын, сол себепті донорлық деңгейдің жіктелінбейтінін айттық. Донорлық атомдардың беретін электрондарының бәрі абсолют нөл температурада сол донорлық деңгейде болады, ал температура жоғарылағанда біртіндеп өткізгіштік зонаға өте бастайды. Сондықтан (4.5) теңдеуін ескере отырып, белгілі температура үшін донорлық деңгейдегі электрондар концентрациясын  $n_{ge}$  жазуға болады:

$$n_{ge} = n_{go} = \frac{1}{e^{-\frac{W_g - W_F}{kT}} + 1}.$$

мұндағы  $n_{go}$  донорлық атомдар бере алатын электрондар тығыздығы,  $W_g$  — донорлық деңгейдегі энергия мәні. Онда донорлық деңгейді тастап өткізгіштік зонаға өткен электрондар концентрациясы немесе қоспаның иондалған атомдарының концентрациясы (6.2) бойынша:

$$n_i = n_{go} \omega(W)_p = n_{go} \frac{1}{e^{-\frac{W_F - W_g}{kT}} + 1} \quad (5.10)$$

Өте төменгі температурада донорлық деңгей электрондармен түгел дерлік толады да, кристалдың электро өткізгіштігіне айтарлықтай әсерін тигізе алмайды. Міне осы жағдай үшін  $n_e$  және  $n_p$  шамалары үшін (5.5) және (5.6) теңдеулерін пайдаланып және (5.10)-ды қойып (5.9)-дан мынадай теңдеу аламыз:

$$N_e e^{-\frac{W_b - W_F}{kT}} \cong N_p e^{-\frac{W_F - W_b}{kT}} + n_{go} \frac{1}{e^{-\frac{W_F - W_g}{kT}} + 1}$$

Температура төмен болғанда бұл теңдеудің оң жағындағы бірінші қосылғышты және екінші қосылғыштың бөліміндегі бірді ескермеуге болады, сонда

$$N_e e^{-\frac{W_b - W_F}{kT}} = n_{go} e^{-\frac{W_F - W_g}{kT}}; \quad W_F = \frac{W_b + W_g}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{N_e}{n_{go}}$$

Сонымен,  $n$ -типтегі жартылай өткізгіштерде  $T=0K$  болғанда Ферми деңгейі өткізгіштік зонаның ең төменгі деңгейі мен донорлық деңгейдің ортасында жатады екен, ал температура жоғарылағанда ол төмен қарай ығысады. Донорлық қоспаның концентрациясы қаншалықты аз болса, ығысу соншалықты күшті болады. Егер температураны одан әрі жоғарылататын болсақ, онда енді электрондар валенттік зонадан өткізгіштік зонаға өте бастайды, олар донорлық деңгейден келетін электрондардан әлдеқайда көп болады. Сондықтан мұндай жағдайда  $n$ -типтегі жартылай өткізгіш меншікті жартылай өткізгіш болып кетеді де, оның Ферми деңгейі тыйым салынған зонаның ортасында жатады. Дәл осы жолмен қарастыру нәтижесінде  $p$ -типтегі жартылай өткізгіштерде  $T=0K$  болғанда Ферми деңгейінің акцепторлық деңгей мен валенттік зонаның ең жоғарғы деңгейінің ортасында жата-

тынын, температураны жоғарылатқанда біртіндеп жоғары қарай ығысып, меншікті жартылай өткізгіштің Ферми деңгейіне дейін көтерілетінін көреміз. Егер қоспа атомдардың концентрациясын көбейте беретін болсақ, олар бір-біріне әсер жасайтын қашықтыққа дейін жақындайды да, қоспа деңгейлердің өзі зона түзе бастайды. Қоспа атомдарының белгілі концентрациясында (мысалы, донорлық) қоспалар зонасы өткізгіштік зонамен айкасып кетеді де, жартылай өткізгіш металл тәріздес болып қалады.

## § 6. МЕТАЛДАР МЕН ЖАРТЫЛАЙ ӨТКІЗГІШТЕРДІҢ ЭЛЕКТР ӨТКІЗГІШТІГІ

Біз өткен параграфтардан кристалдарда электр өткізгіштік қасиет болу үшін, оларда жарым-жартылай толған зона болуы тиіс екенін көрдік. Ондай жағдайда сыртқы электр өрісі электрондар мен кемтіктерді қозғалысқа түсіре алады да, кристалл арқылы ток жүреді. Бұл кезде еркін электрон екі түрлі қозғалысқа қатысады: *ретсіз қозғалыс* және сыртқы электр өрісі туғызатын *бағытталған қозғалыс* ( $v_e$ ;  $u_e$ ). Егер электронның тетелес екі соқтығысу аралығында жүретін орташа жолы  $\lambda_e$  десек, оған кеткен уақыт  $t$  болса, онда

$$t = \frac{\lambda_e}{v_e}. \quad (6.1)$$

Электронға өрістің күш сызықтары бағытында (оны  $x$  деп алайық)  $F = -eE$  күш әсер етеді, осы күштің әсерінен ол екі соқтығысу аралығында  $\Delta x$  қашықтыққа орын ауыстырады. Соқтығысудан кейін  $v_e$  жылдамдығының бағыты кез келген болсын, ал  $u_e$  нөлге айналып кетеді деп есептейік. Онда бірқалыпты үдемелі қозғалыс теңдеуі бойынша

$$\Delta x = \frac{at^2}{2} \quad (6.2)$$

$$a = \frac{F}{m_e} = -\frac{eE}{m_e} \quad (6.3), \quad \Delta x = -\frac{eEt^2}{2m_e} \quad (6.4)$$

Бұл теңдеудің екі жағын да  $t$ -ға бөліп және (6.1) ескеріп, мынадай өрнек аламыз:

$$u_e = -0,5 \frac{e\lambda_e E}{m_e v_e} \quad (6.5)$$

Мұндағы минус таңбасы электронның қозғалыс бағытының өріске қарама-қарсы екендігін көрсетеді. Сонымен, электронның өріс бағытында орын ауыстыру жылдамдығы өріс кернеулігіне ( $E$ ) тура пропорционал шама болып шықты, немесе

$$u_e = -b_e E \quad (6.6)$$

мұндағы

$$b_e = 0,5 \frac{e \lambda_e}{m_e v_e} \quad (6.7)$$

электронның қозғалғыштығы деп, ал (6.7) теңдеуі Ланжевен теңдеуі деп аталады. Бұл теңдеуді қорыту барысында, біз соқтығысу кезінде электрон энергиясын түгел жоғалтады деп есептедік. Шындығында ол  $\kappa$  бөлігін ғана жоғалтады, бұл коэффициентті соқтығысу эффективтілігі деп атайды. Егер электрон барлық энергиясын  $v$  соқтығысу нәтижесінде жоғалтады десек, онда  $\kappa = \frac{1}{v}$ . Электронның  $\bar{v}$  соқтығысу жасауға кеткен уақытын  $t$  релаксация уақыты деп атайды; сондықтан

$$\tau = \frac{\lambda_e}{v_e} \cdot v = \frac{L}{v_e}, \quad (6.8)$$

мұндағы  $L = \lambda_e v$  электронның еркін жолының орташа тасымалдану ұзындығы деп аталады. Ондай жағдайда электрон қозғалғыштығы былай жазылады:

$$b_e = c \cdot \frac{eL}{mv_e^2}$$

мұндағы  $c$  — константа. Бұл жерде  $v_e$ -нің  $E$ -ге байланыстылығын ескермей отырмыз. Осы жолмен кемтіктер үшін де:

$$b_p = c \cdot \frac{eL}{m_p v_p^2}, \quad (6.10)$$

Ом заңы бойынша сыртқы электр өрісінің кернеулігі  $E$  болғанда, кристалл арқылы өтетін ток тығыздығын мына түрде жазамыз:

$$j = \sigma_e E_e, \quad (6.11)$$

мұндағы  $\sigma_e$  кристалдың электрондық электр өткізгіштігі. Екінші жағынан (6.6) бойынша

$$j = U_e \cdot n_e = en_e b_e E. \quad (6.12)$$

Сонғы екі тендеуді теңестіру нәтижесінде электрондық электр өткізгіштігін табамыз:

$$\sigma_e = en_e b_e \dots \quad (6.13)$$

Сол сияқты, кемтіктік өткізгіштік

$$\sigma_p = en_p b_p \quad (6.14)$$

және аралас электр өткізгіштік

$$\sigma = e(n_e b_e + n_p b_p). \quad (6.15)$$

Сонымен, кристалдардың электр өткізгіштігі олардағы заряд тасушылар қозғалғыштығына байланысты болатынын көріп отырмыз. Металдың, меншікті жартылай өткізгіштің және қоспалы жартылай өткізгіштің электр өткізгіштіктерінің  $n$ ,  $L$ ,  $v$  параметрлерімен қандай байланыста екенін қарастырайық.

**а. Металдар.** Біздің жоғарыда түсіндіруіміз бойынша металдағы электрондық газ — *азған газ*, электр өткізгіштікке қатынасатын электрондардың концентрациясы металдарда температураға байланысты болмайды. Олай болса, еркін электрондар моделі металдардың электр өткізгіштігі температураға байланыссыз деп тұжырымдайды. Бірақ электронның орташа тасымалдану ұзындығы кристалдық тордың жылулық тербелісіне байланысты, ол еркін электрон моделі түсіндіргеннен өзгеше. Шындығында,  $\bar{L}$  — температураға кері пропорционал шама, сондықтан металдардың электр өткізгіштігі де, (6.9) және (6.13) тендеулері бойынша, температураға кері пропорционал болады. Өте төменгі температураларда кристалдық тор тербелісін елемеуге болады да, металды еркін электрон моделі тұрғысынан қарауға болады. Бұл жағдайда электр өткізгіштік температураға байланысты болмай қалады.

Бұл айтқандарымызды, 11-суретте көрсетілгендей, металдардың меншікті кедергісінің  $\rho = \frac{1}{\sigma}$  температураға байланыстылығы толық дәлелдеп береді. Дәлірек жүргізілген теориялық зерттеулер қисықтың  $ab$  бөлігінде меншікті кедергінің температураға байланыстылығы жоқтың қасы екенін,  $bc$  бөлігінде — ол байланысты  $\rho(T) = c' T^5$  функциясы арқылы жазуға болатындығын, ал қалған бөлігі ( $cd$ ) үшін  $\rho(T) = c'' T$  болатындығын көрсетіп беріп отыр.



**б. Меншікті жартылай өткізгіш.** Бұл жартылай өткізгіштердегі электрондар мен кемтіктер концентрациясының тең екендігін ескеріп, (6.11) формуласын мына түрде жаза аламыз:

$$\sigma = en_e (b_e + b_p). \quad (6.16)$$

Бұл алынған теңдеуге (5.11), (6.10), (6.9) өрнектеріндегі сәйкес мәндерді қойып және температураға байланысты болмайтын бөлігін  $\sigma_0$  арқылы белгілесек, ол былайша жазылады:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{W_b - V_b}{2kT}} = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta W_p}{2kT}}. \quad (6.17)$$

Логарифмдеу нәтижесінде мынадай теңдеу аламыз:

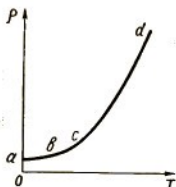
$$\ln \sigma = \ln \sigma_0 - \frac{\Delta W_p}{2kT}. \quad (6.18)$$

Онда  $\ln \sigma$  шамасының  $\frac{1}{T}$ -ға тәуелділігінің графигі бізге түзу береді. Графикті салып, одан  $\sigma_0$  және  $\Delta W_p$  шамаларын анықтай аламыз. Алынған түзу ордината осінен  $\ln \sigma_0$ -ге тең кесінді қияды және түзудің абсцисса осімен жасайтын бұрышының тангенсі  $\frac{\Delta W_p}{2k}$ -ны береді.

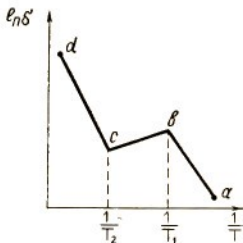
Бұл әдіс жартылай өткізгіштердің тыйым салынған зонасының енін  $\Delta W_p$ -ны тәжірибеде анықтау үшін қолданылады, өйткені  $\sigma$ -ның температураға тәуелділігі мен эксперимент нәтижелері арасында өте жақсы сәйкестік бар. Есептеулердің көрсетуінше жартылай өткізгіштердегі заряд тасушылар қозғалғыштығы металдарға қарағанда  $10^2$  есе көп те, ал электрондарының концентрациясы  $10^9$  есе аз, сондықтан жартылай өткізгіштердің электр өткізгіштігі металдардың электр өткізгіштігінен  $10^7$  есе аз болады.

**в. Қоспалы жартылай өткізгіштер.** Бұл жартылай өткізгіштерде де  $\sigma$  заряд тасушылар (электрон және кемтік) концентрациясы мен олардың қозғалғыштықтарына тәуелді. Бірақ (6.17) теориялық тәуелділігін үш бөлікке бөліп қарауға тура келеді (12-сурет). Төменгі температураларда заряд тасушылар қозғалғыштарының температураға байланыстылығын ескермеуге болады, онда (6.17) былай жазылады:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta W_p}{2kT}}$$



11-сурет



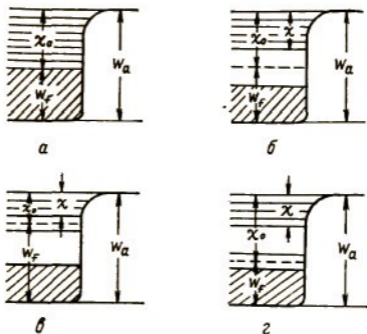
12-сурет

Мұндағы  $W_p$  —  $n$ -типтегі жартылай өткізгіштер үшін донорлық деңгей мен өткізгіштік зонадағы ең төменгі деңгей арасындағы тыйым салынған зона ені болады, ал акцепторлық ( $p$ -типтегі) жартылай өткізгіштер үшін — акцепторлық деңгей мен валенттік зонадағы ең жоғарғы деңгей аралығындағы тыйым салынған зона ені. Бұл тәуелділік  $T$  температураға дейін немесе донорлық (акцепторлық) деңгейдегі заряд тасушылар таусылып біткенше, түзу сызықты болып қала береді ( $ab$ ). Температура одан әрі жоғарылағанда заряд тасушылар саны артпайды, бірақ кристалдық тордың жылулық тербелісінің күшеюіне байланысты оның электр өткізгіштігі кемиді. Бұл құбылыс  $T_2$  температураға дейін сақталады ( $bc$ ).  $T > T_2$  болғанда, қоспалы жартылай өткізгіштігі меншікті электр өткізгіштік есебінен қайтадан өсе бастайды ( $cd$ ). Бұл жағдайда (6.17) заңдылығы орындалады.

Жоғарыда айтылған мәселелер температура өскенде жартылай өткізгіштердің бәрінің де электр өткізгіштігі күрт артатынын көрсетті. Теренірек зерттеу — олардың электр өткізгіштігі, аздап та болса, сыртқы электр өрісінің кернеулігіне де байланысты болатынын дәлелдейді.

## § 7. ҚАТТЫ ДЕНЕЛЕР ШЕКАРАСЫНДАҒЫ ПОТЕНЦИАЛДЫҚ ТОСҚАУЫЛ. ЭЛЕКТРОНДАРДЫҢ ШЫҒУ ЖҰМЫСЫ

Біз металдағы электрон қозғалысын, тереңдігі  $W_a$  болатын потенциалдық шұңқырдағы бөлшек қозғалысы ретінде қарастырдық (§ 5). Мысал ретінде Na атомда-



13-сурет

рынын тізбегін қарастырып (4-сурет), металл кристалының шекарасында электрондар қозғалысы шектелетін потенциалдық тосқауылдың пайда болатындығын түсіндірдік (4-сурет). Енді жеңілдетілген энергетикалық диаграмманы пайдаланып, қатты денелер мен вакуум шекарасын кескіндейік (13-сурет). Суретте көрсетілгендей валенттік зонаның түбінде жатқан электронды қатты денеден шығарып әкету үшін  $W_a$  энергия қажет, оны — *электронның толық шығу жұмысы* деп атайды. Егер потенциалдық шұңқырдағы электронның энергиясы  $W < W_a$  болса, онда электрон кристалдан вакуумге шыға алмайды. Ал  $W > W_a$  болса, онда мұндай электрондар ретсіз қозғалыс кезінде кристалл шекарасына (бетіне) келіп, шекарадағы потенциал тосқауылды жеңіп, кристалды қоршаған кеңістікке шығып кетуі мүмкін. Бұл құбылыс *электрондық эмиссия* деп аталады. Қатты денелердегі электрондарға қосымша энергия беру әдістерін және оларға сәйкес алынатын электрондық эмиссия түрлерін кейінгі тарауда қарастырамыз.

Дегенмен, нақты кристалдарда температура жоғарылаған сайын электрондар жоғары орналасқан энергетикалық деңгейлерге өтеді де, оларды кристалдан шығарып алу үшін аздау жұмыс жасау қажет болады. Сон-

дықтан қатты денелердің электрлік қасиетінің бір сипаты ретінде электрондардың термодинамикалық шығу жұмысы  $\chi_0$  (немесе шығу жұмысы) деген ұғым ендіріледі. Ол жұмыс — Ферми деңгейінде орналасқан электронды кристалдан шығарып әкету жұмысына тең. Ферми деңгейінің физикалық мағынасын § 4 және § 5 түсіндірдік. Жартылай өткізгіштердегі өткізгіштік зонаның ең төменгі деңгейінде орналасқан электронды кристалдан шығарып алу үшін жасалатын жұмысты *сыртқы шығару жұмысы*  $\chi$ , немесе *электрондық ұқсастық* деп атайды. Әдетте ол 1÷6 эВ аралығында жатады.

Біз жоғарыда электрондардың денелерден шығуын тек сапа жағынан қарастырдық, ал оның сандық заңдылықтарын табу үшін потенциалдық тосқауылдың биіктігі мен формасын білу өте маңызды. Сондықтан бұл мәселені өз алдына бөлек қарайық. Атомдардан кристалл түзілуі жөнінде келтірілген 4-суреттегі модельдің мәселені түсінуді жеңілдеткенімен, үлкен кемшілігі бар. Ол модель, кристалл шекарасындағы потенциалдық тосқауылдың биіктігі мен формасын, жекеленген атомдағы электрон мен атом ядросының арасындағы кулондық әсер көмегімен анықтауға болады деген түсінік береді. Шындығында ондай түсінік қате, оның белгілі дәрежеде тек сутегі атомы үшін орындалуы мүмкін. Көп электронды атомдарда электрон мен ядро арасында Кулон заңы орындалмайды, өйткені жеке электронның ядромен әсерлесуіне басқа электрондар да (электрондар коллективі) өз әсерлерін тигізеді, сондықтан ондай атомның потенциалдық шұңқырын дәл есептеу мүмкін емес. Оған қоса, нақты үш өлшемді кристалдардың, шекарасында бір ғана атом емес өте көп атомдар орналасқан, олардың барлығы дерлік шекарадағы потенциалдық энергияға өз әсерлерін тигізеді. Сондықтан қатты дене шекарасындағы потенциалдық тосқауылдың биіктігі мен формасын дәл есептеп табу — шешілмейтін мәселе. Дегенмен, бұл мәселені жуықтап шешуге болады.

Қатты дененің бетінен  $x$  қашықтықта орналасқан нүктелік зарядтың ол денеге айналы кескінделу заңы бойынша тартылатыны бізге электростатикадан белгілі. Кристалдан шыққан электронды нүктелік заряд ретінде қарастырып, оған әсер ететін айналы кескінделу күшінің жазуға болады:

$$F_{a, x} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{4x^2} . \quad (7.1)$$

Бірақ электронның кристалл бетімен әсерлесу сипаты жөніндегі мұндай түсінік, кристалдардағы атомдардың бір-бірінен қашықтығын ескермеуге болатындай, басқаша айтқанда ұзап бара жатқан электрон үшін кристалл бетін идеал тегіс деп есептеуге болатындай  $x$  қашықтық үшін ғана дұрыс болады. Кристалдық тор тұрақтысы мен аз өлшемдес қашықтықтарда  $F$ -тің өзгеру заңы басқа болуы тиіс.

Электрондар ретсіз қозғалыс нәтижесінде (тіпті  $T = 0\text{K}$  өзінде) кристалдық тор түйіндерінің шеткі қабатының сыртына шығып кетіп, кейін оралып жатады. Соның нәтижесінде кристалл бетінде динамикалық тепе-теңдікте болатын «электрондық қабыршақ» түзіледі. Сонымен, қатты дене шекарасында иондар қабатының үстінде электрондар қабаты, немесе қосарланған электр қабаты пайда болады. Электрон кристалдан шығу үшін айналы кескінделу және қосарланған қабат күштеріне қарсы жұмыс жасауы тиіс.

Неміс физигі В. Шоттки (1938 ж.) қосарланған электр қабатын жапсарларының ара қашықтығы  $a$  болатын жазық конденсатор ретінде қарастырды. Жапсарлар аралығында электр өрісінің кернеулігі тұрақты болғандықтан электронға әсер етуші күшті былай жазамыз:

$$F_{x, \kappa} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{4a^2} \quad (7.2)$$

Қашықтық  $x$  нөлден  $a$ -ға дейін өзгергенде  $F$  күші тұрақты болады да, ал одан арман қарай (7.1) бойынша кристалл бетінен қашықтықтың квадратына кері пропорционал кемиді. Электрондардың қатты денелерден шығу жолының әр бөлігінде оған әсер етуші күштерді біле отырып, оның  $W_a$  толық шығу жұмысын есептеп табуға болады:

$$W_a = \int_b^a \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{4x^2} dx + \int_a^\infty \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{4x^2} dx = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{4a^2}. \quad (7.3)$$

Қосарланған электр қабатын жазық конденсатор ретінде қарастыру жөніндегі Шотткидің пікірі барынша қарапайым. Еркін электрон моделі бойынша кристалл ішінде электронға ешқандай күш әсер етпейді. Олай болса, электронға әсер ететін күш — қатты денеден электрон шығып бара жатқанда белгілі  $C$  қашықтыққа дейін нөлден максимум мәні  $F_c$  дейін өсуі тиіс те, сонан соң азайып айналы кескінделу күшіне өтіп кетуі керек. Осы-

ған байланысты И. Ленгмюр (американ физигі, 1931 ж.)  $F$  күшінің қосарланған қабатта өзгеруі жөнінде мынадай заңдылық ұсынды:

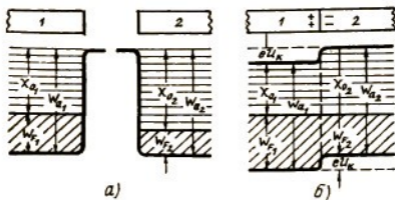
$$F_{\kappa \kappa} = F_c - K(x - C)^2. \quad (7.4)$$

Бұл жағдайда мынадай шарттар орындалуы тиіс:  $x=0$  болғанда  $F_{\kappa \kappa} = 0$ ; ал  $x=a$  болғанда  $F_{\kappa \kappa} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{4a^2}$  қосарланған қабаттың  $x=a$  шекарасында  $F$  күші үздіксіз болуы керек, немесе  $\frac{dF_{\kappa \kappa}}{dx} = \frac{dF_{a, \kappa}}{dx}$ . Бұл шарттар көмегімен (7.4) өрнегіндегі  $F_c$ ,  $K$ ,  $C$  тұрақтыларын және электронның қосарланған қабаттан өткенде жасайтын жұмысын анықтауға болады. Бұл жұмыс, Шоттки ұсынысындағыдай,  $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{4a}$ -ға тең, бірақ қосарланған қабаттағы потенциалдық тосқауылдың формасы басқа болады. Осы келтірілген қатыстардағы  $a$  шамасы шын мәнісінде белгілі емес. Оның тек кристалдағы атомдардың бір-бірінен қашықтығының бірнешеуіне ғана тең болуы мүмкін. Сондықтан электронның толық шығу жұмысының (потенциалдық тосқауылдың биіктігінің) сандық мәнін тәжірибеден ғана анықтауға болады. Эксперименттер, мысалы металдар үшін,  $W_a = 3,5 \div 18$  эВ болатынын көрсетіп отыр.

## § 8. КОНТАКТЫЛЫҚ ПОТЕНЦИАЛДАР АЙЫРЫМЫ

Физикалық қасиеттері әр түрлі болатын екі ортаның шекарасында көптеген құбылыстар пайда болады. Әр түрлі металдар, әр түрлі жартылай өткізгіштер, металл мен жартылай өткізгіштер шекараларында жүретін құбылыстардың үлкен практикалық маңызы бар. Соларды ретімен қарастырайық.

Шығу жұмыстары  $\chi_{01}$  және  $\chi_{02}$  болатын әртекті екі металды бір-бірімен түйістірейік (14, а-сурет). Ондай жағдайда интенсивті түрде бірінен-біріне электрондар ауыса бастайды. Егер  $W_{F_1} > W_{F_2}$  болса, онда бірінші металдың электрондары екінші металға өтіп, ол металдағы төменгі рұқсат етілген деңгейлерді толтыра бастайды. Бірінші металдағы Ферми деңгейі төмендеп, ол өзінің біраз еркін электрондарын жоғалту нәтижесінде оң зарядталады. Екінші металдағы Ферми деңгейі көтеріледі — ол теріс зарядталады. Металдардағы Ферми деңгейлері теңескен кезде динамикалық тепе-теңдік орнайды



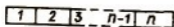
14-сурет

(14, 6-сурет). Міне осындай жағдайда екі металл шекарасында  $U_k$  потенциалдар айырымы пайда болады. Оны *сыртқы контактылық потенциалдар айырымы* (немесе тек *контактылық потенциалдар айырымы*) деп атайды. Теріс зарядталған металлдағы электрондардың потенциалдық энергиясы артып, оң зарядталған металлдағылардікі — кемиді. Сондықтан, металдардағы Ферми деңгейлері теңескенде, металдар шекарасында  $\chi_{01}$  және  $\chi_{02}$  айырымымен анықталатын потенциалдық тосқауылдың секірмелі мәні пайда болады:

$$e U_k = \chi_{02} - \chi_{01} \text{ немесе } U_k = \frac{\chi_{02} - \chi_{01}}{e} \quad (8.1)$$

Ферми деңгейлерінің теңесуіне металдардың шекараға жақын орналасқан бөліктерінің шамалы ғана электрондарының ауысуы жеткілікті. Сондықтан контактының өткізгіштігінің металдар өткізгіштігінен айырмасы жоқтың қасы. Түйістірілген металдардағы Ферми деңгейлері теңескеннен кейін электрондардың бір металдан екінші металға өтуі Ферми деңгейлерінің айырмасына байланысты болады. Өйткені, бірінші металдағы Ферми деңгейінің биік болуына байланысты, ол деңгейдегі электрондардың кинетикалық энергиясы көп, олардың жылдамдығы үлкен болады. Сондықтан бірінші металдан екінші металға өткен электрондар саны кері өтетін электрондар санынан артық болады да контактының өне бойында ішкі контактылық потенциалдар айырымын пайдаланады:

$$e U_i = W_{F1} - W_{F2} \text{ немесе } U_i = \frac{W_{F1} - W_{F2}}{e} \quad (8.2)$$



а



б

15-сурет

Сонымен ішкі контактылық потенциалдар айырымының пайда болуының басты себебі — электрондардың концентрациясы көп металдан концентрациясы аз металға диффузиялануы. Диффузиялық ток ішкі контактылық потенциалдар айырымының өрісі туғызатын дрейфтік токқа тең болғанда, бұл жағдай үшін де, динамикалық тепе-теңдік орнайды. Ішкі контактылық потенциалдар айырымы өте аз шама — ол металдарда  $10^{-2}$  В-тан аспайды,

ал сыртқы контактылық потенциалдар айырымы бірнеше вольтқа жетуі мүмкін. Сондықтан оны көп жағдайда елемеуге болады.

Металдардағы контактылық потенциалдар айырымына байланысты болатын тағы екі құбылыс қарастырайық. Оның біріншісі тізбектеп жалғанған бірнеше металл өткізгіштер жөнінде (15, а-сурет). Мұндай жағдайда шеткі екі металл арасындағы контактылық потенциалдар айырымы оларды бір-біріне қосатын металл өткізгіштердің тегіне байланысты болмайды. Шындығында

$$U_{k_{1,2}} = \frac{\gamma_{20} - \gamma_{01}}{e}; \quad U_{k_{1,3}} = \frac{\gamma_{30} - \gamma_{02}}{e}, \quad \dots; \quad U_{k_{(n-1)n}} = \frac{\gamma_{0n} - \gamma_{0(n-1)}}{e}. \quad (8.3)$$

Егер бұларды өзара қосатын болсақ, онда:  $U_{k_{1n}} = \frac{\gamma_{0n} - \gamma_{01}}{e}$ .

Екіншісі — 15, б-суреттегідей етіп қосылған екі металдың *A* және *B* контактыларындағы температура бірдей болмаған кезде, электр қозғаушы күштің пайда болуы.

Біз жоғарыда (4.3) Ферми деңгейінің металдағы электрондар концентрациясына байланысты екенін айттық. Бұл теңдеуде Ферми деңгейінің температураға байланыстылығы айқын көрінбейді. Бірақ теңдеудегі  $n_c = \frac{N}{V}$  электрондар концентрациясы — температураға



байланысты шама. Белгілі температурадағы еркін электрондардың энергиясының Ферми деңгейінен онша алшақ кетпейтінін ескеріп, (4.6) формуласын 0-ден  $W_F$  -ке дейін интегралдау нәтижесінде мынадай теңдеу аламыз:

$$n_c = \frac{8\pi}{3h^3} (2m W_{F_0})^{3/2} \left[ 1 + \frac{\pi^2}{4} \frac{W_{F_0}}{kT} \right]. \quad (8.4)$$

Мұндағы  $W_{F_0}$  — абсолют Ферми деңгейі. Енді (8.5)-ті (4.3) теңдеуіне қойып, Ферми деңгейінің температураға тәуелділігін таба аламыз. Ол:  $W_F = W_{F_0} \left[ 1 - \frac{\pi^2}{12} (kT)^2 \times \right.$   
 $\times \left. \left( \frac{1}{W_{F_0}} \right)^2 \right]$ . Алынған теңдікті (8.2)-ге қоятын болсақ, онда ішкі контактылық потенциалдар айырымының температураға байланысты шама екенін көреміз:

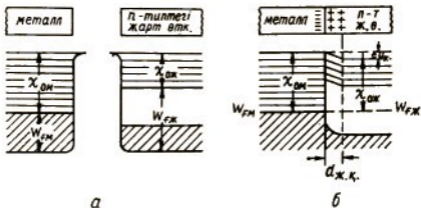
$$U_i = \frac{1}{e} \left[ (W_{F_{02}} - W_{F_{01}}) + \frac{\pi^2}{12} (kT)^2 \left( \frac{1}{W_{F_{02}}} - \frac{1}{W_{F_{01}}} \right) \right]. \quad (8.5)$$

Сонымен екі металды 15, б-суретте көрсетілгендей етіп қосқанда, олардың контактыларының температурасы бірдей болмаған жағдайда контактылардағы сыртқы контактылық потенциалдар айырымы бір-бірін компенсациялайды да, ішкі контактылық потенциалдар айырымы бір-бірін компенсациялай алмайды. Соның нәтижесінде тізбектес термоэлектрлік қозғаушы күш пайда болады. Практикада бұл құбылыс көбінесе денелер температурасын өлшеуге қолданылады (термопара).

Бұл айтылғандардан мынадай қорытынды жасау керек: электродтар арасындағы контактылық потенциалдар айырымы электрондық приборлардың жұмысына елеулі түрде әсер жасауы мүмкін, сондықтан оны барлық уақытта ескеріп отырған жөн.

## § 9. МЕТАЛЛ МЕН ЖАРТЫЛАЙ ӨТКІЗГІШ КОНТАКТЫСЫ

Алдымен металл мен *n*-типтегі жартылай өткізгіш контактысын қарастырайық. Металдан электронның шығу жұмысы  $\chi_{OM}$  жартылай өткізгіштен электронның шығу жұмысы  $\chi_{OЖ}$  -дан артық болсын. Контакттыны идеал деп есептейік. Мұндай контактының энергетикалық диаграммасы 16-суретте көрсетілген. Нақты контактыларда энергетикалық диаграммаға металл мен жартылай өткізгіш аралығында қалып қоятын саңлаулар және шекарадағы беттік электрондық күйлер әсер етеді. Бұл жерде оларды есепке алмаймыз. Қарастырылып отырған

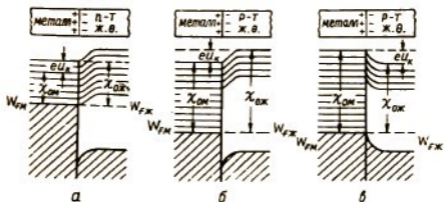


16-сурет

жағдайда металдағы Ферми деңгейі жартылай өткізгіштегі Ферми деңгейінен төмен жатқандықтан бұл деңгейлер теңескенге дейін жартылай өткізгіштен металға электрондар ауысады. Жартылай өткізгіштің контактыға жақын орналасқан қабаттарында кеткен электрондардың орнында оң зарядталған иондар қалады да, ол қабаттар оң зарядпен зарядталады, ал контактыға жақын металл қабаты теріс зарядталады. Соның нәтижесінде металл мен жартылай өткізгіш арасында  $U_R$ -ға тең контактылық потенциалдар айырымы пайда болады:

$$U_k = \frac{\chi_{ом} - \chi_{ож}}{e}.$$

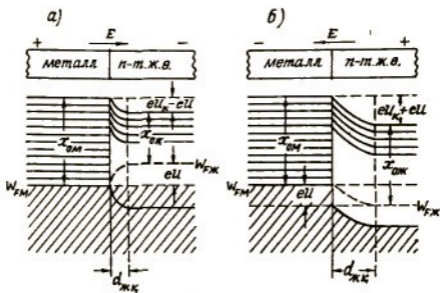
Контактылық потенциалдар айырымының өрісі кристалдық тордағы атомдар өрісіне қарағанда өте әлсіз болғандықтан, зоналар құрамы бұзылмайды, бірақ жартылай өткізгіштің контактыға жақын қабаттарында зона қисаяды. Жартылай өткізгіштен металға өтетін электронға контактылық потенциалдар айырымының өрісі қарсы әсер ететіндіктен, оның потенциалдық энергиясы артады және энергетикалық зона жоғары қарай қисаяды. Жартылай өткізгіштердегі еркін электрондардың концентрациясы металдардағыға қарағанда оның бірнеше есе аз болатындықтан Ферми деңгейлері теңесу үшін жартылай өткізгіштің мыңға жуық атомдық қабатындағы электрондар металға өтуі тиіс. Соның нәтижесінде жартылай өткізгіштің контактыға жақын аймағында қалыңдығы  $d_{ж.к}$  болатын кедергісі өте үлкен қабат пайда болады. Ол қабатты жапқыш қабат, немесе *Шоттки тосқауылы* деп атайды, оның қалыңдығы әдетте металдар-



17-сурет

да шамамен  $10^{-10}$  м, жартылай өткізгіштерде  $10^{-7}$  м, ал диэлектриктерде бірнеше сантиметрге жетеді. Егер түйіскен металлмен  $n$ -типтегі жартылай өткізгіш үшін  $\chi_{ом} < \chi_{ож}$  болса, онда электрондар металдан жартылай өткізгішке өтеді де, олардың зарядталуы керісінше болады. Жартылай өткізгіштің контактыға жақын аймағы электрондармен байытылу нәтижесінде энергетикалық зонаның қисығы төмен қарай бағыттталып, энергетикалық диаграммасы 17, а-суретте көрсетілгендей түрге келеді. Негізгі заряд тасушылармен байытылған және кедергісі өте аз болатын жартылай өткізгіш қабатын *антижапқыш қабат* деп атайды.

Металл мен  $p$ -типтегі жартылай өткізгіштерді түйістіргенде де олардың шығу жұмыстарының өзара қатыстарына байланысты жартылай өткізгіштердің контактыға жақын аймағында негізгі заряд тасушылар (кемтіктер) азайған жапқыш қабат ( $\chi_{ом} < \chi_{ож}$ ), не негізгі заряд тасушылармен байытылған антижапқыш қабат  $\chi_{ом} > \chi_{ож}$  пайда болады. Оларға сәйкес энергетикалық диаграммалар 17, а) және 17, б-суреттерінде көрсетілген. Енді жапқыш қабат арқылы токтың өтуін қарастырайық. Мәселе түсінікті болу үшін тағы да  $\chi_{ом} > \chi_{ож}$  болатын металл мен  $n$ -типтегі жартылай өткізгіш контактысын алайық (16, б-сурет). Ферми деңгейлері теңескен мезгілде контактыда биіктігі  $eU_k = \chi_{ом} - \chi_{ож}$  -ға тең потенциалдық тосқауыл пайда болады. Бұл тосқауыл жапқыш қабатта орналасқан. Сыртқы ток көзінен  $U$  кернеу берейік. Ток көзінің теріс полюсі жартылай өткізгішке жалғанған болсын, оны тура кернеу деп атайық. Ондай жағдайда жартылай өткізгіштегі барлық энергетикалық



18-сурет

калық деңгейлер (Ферми деңгейі де), тепе-тең қалпымен салыстырғанда,  $eU$  биіктікке көтеріледі (18, а-сурет). Тура кернеу жапқыш қабаттың енін азайтады. Металда потенциалдың секірмелі мәні болмағандықтан, оның шекарадағы деңгейлерінің орналасуында өзгеріс болмайды. Сондықтан металдан жартылай өткізгішке өтетін электрондар үшін контактыдағы потенциалдық тосқауылдың биіктігі өзгермейді және ондай электрондар тогының тығыздығы  $i_{ем}$  де өзгермей қалады. Ал жартылай өткізгіштен металға өтетін электрондар үшін тосқауыл биіктігі  $eU$ -ға кемиді, соның нәтижесінде бұл электрондар тогының тығыздығы  $i_{еж}$  күрт көбейеді. Кернеу  $U=0$  болғанда  $i_{ем} = i_{еж} = i_{SМ}$ ,  $i_S$  тогын қанығу тогының тығыздығы деп атайды.  $U > 0$  болған кезде контакт арқылы металдан жартылай өткізгішке қарай  $i_T = i_{еж} - i_{ем}$  ток өтеді, оны тура ток деп атайды.

Егер қарастырылып отырған контактыға кері кернеу беретін болсақ (18, б-сурет), жапқыш қабаттың ені артады, потенциалдық тосқауылдың биіктігі өседі, жартылай өткізгіштен металға өтетін электрондар ағыны, азайып кетеді. Металдан жартылай өткізгішке өтетін электрондар ағыны, жоғарыда айтқанымыздай, өзгермейді. Сонымен кері кернеу тығыздығы  $i_k = i_{ем} - i_{еж}$  болатын кері ток тудырады. Кернеудің бірдей мәніндегі тура ток кері токтан әлдеқайда көп болады. Қорыта айтқанда, металл мен  $n$ -типтегі жартылай өткізгіш контактысының вентильдік

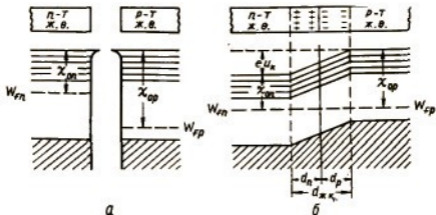
қасиеті бар — бір бағытта токты жақсы өткізеді де, екінші бағытта өте нашар өткізеді. Дәл осындай жолмен қарастыру нәтижесінде металл мен  $p$ -типтегі жартылай өткізгіштің де жапқыш қабатының вентильдік қасиеті бар екендігін көреміз. Антижапқыш қабат беретін контактыларда ондай қасиет болмайды.

## § 10. ЭЛЕКТРОНДЫ-КЕМТІКТІК АУЫСУ

Әр типтегі екі жартылай өткізгіш контактысын электронды-кемтіктік ауысу немесе  $p-n$  ауысуы деп аталады. Электроникада қолданылатын көпшілік жартылай өткізгіш приборлардың жұмысы осындай бір не бірнеше  $p-n$  ауысуларындағы қасиеттерге негізделген. Практикалық маңызын ескеріп, мұндай ауысулардағы физикалық процестерді толығырақ қарастырайық.

Электрондық және кемтіктік жартылай өткізгіштерді бір-бірімен түйістіргенде (19-сурет), олардың бірінен біріне интенсивті түрде заряд тасушылар өте бастайды. Электрондар концентрациясы  $p$ -типтегі жартылай өткізгіштердегіге қарағанда  $n$ -типтегі жартылай өткізгіштерде көп те, ал кемтіктер концентрациясы  $p$ -типтегі жартылай өткізгіште көп. Концентрацияларының бірдей болмауына байланысты диффузия нәтижесінде электрондар  $p$ -типтегі жартылай өткізгішке қарай өтеді де, ал кемтіктер  $n$ -типтегі жартылай өткізгішке өтеді. Осыған байланысты  $n$ -типтегі жартылай өткізгіштің контактыға жақын қабаттарында компенсацияланбаған оң зарядты *донорлық қоспа иондары*, ал  $p$ -типтегі жартылай өткізгіш қабаттарында теріс зарядты *акцепторлық қоспа иондары* пайда болады. Оң зарядталған  $n$ -типтегі жартылай өткізгіштің барлық энергетикалық деңгейлері төмендейді де, теріс зарядталған  $p$ -типтегі жартылай өткізгіштің энергетикалық деңгейлері жоғарылайды (19-б-сурет). Екі жартылай өткізгіш арасындағы  $U_k$  контактылық потенциалдар айырымының өсуі Ферми деңгейлері теңескенде барып тоқтайды (шамамен  $10^{-9}$  с кейін) және  $e U_k = \chi_{op} - \chi_{on}$  болады.

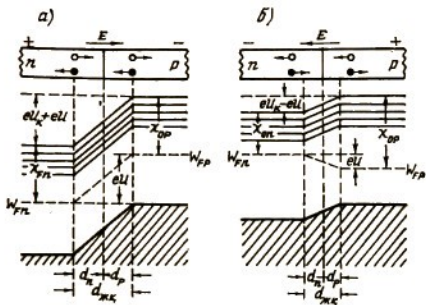
Контакт аймағында негізгі заряд тасушылар азаяды да, негізінен тек қозғалмайтын қоспа иондары ғана қалады. Сондықтан енінің аз болуына қарамастан ( $10^{-6} \div 10^{-8}$  м)  $p-n$ -ауысу, кедергісі жартылай өткізгіштердің басқа бөліктеріндегі кедергіден әлдеқайда көп бо-



19-сурет

лады. Пайда болған контактылық потенциалдар айырымының, өріс кернеулігі шамамен  $10^{-5} \div 10^6$  В/м.

19, б)-суретте көрсетілгендей,  $p-n$ -өткел пайда болған жерде заряд тасушылар диффузиясына кедергі жасайтын потенциалдық тосқауыл да пайда болады. Потенциалдық тосқауылдың биіктігі контактылық потенциалдар айырымына тең де, әдетте ол вольттің бірнеше ондық бөлігіндегі ғана. Суретте потенциалдық тосқауыл тек электрондар үшін ғана көрсетілген. Контактылық потенциалдар айырымының мәні донорлық және акцепторлық жартылай өткізгіштердегі қоспа атомдарының концентрациясына байланысты. Көлемдік заряд тығыздығы өссе, контактылық потенциалдар айырымы да (тосқауыл биіктігі де) өседі. Өйткені мұндай жағдайда  $d_n$  және  $d_p$  кемиді, оған байланысты жапқыш қабаттың  $d_{ж.к} = d_n + d_p$  ені де азаяды. Егер  $d_n = d_p$  болса, онда ауысу *симметриялы* деп, ал  $d_n \neq d_p$  жағдайда — *симметриялы емес* деп аталады. Сыртқы электр өрісі болмаған жағдайда  $p-n$  ауысуы арқылы өтетін қосынды ток нөлге тең, ал ол — негізгі және негізгі емес заряд тасушылардың қарама-қарсы ағындары өзара теңеседі деген сөз. Осы айтылған тұжырымды талдап көрейік. Диффузия нәтижесінде  $p-n$  ауысуы арқылы өтетін негізгі тасушылар тогын  $i_{ne}$  (электрон) және  $i_{np}$  (кемтік) арқылы белгілейік. Контактылық потенциалдар айырымының тежеу әсерін жене отырып, тасушыларға айналып кетеді. Рекомбинациялану нәтижесінде контактыдан белгілі қашықтықта олардың концентрациясы сол жартылай



20-сурет

өткізгіштегі негізгі емес тасушылар концентрациясымен теңеседі.

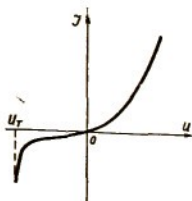
Бұл айтылған токтарға кері негізгі емес тасушы токтары жүреді. Диффузия нәтижесінде  $p-n$  ауысу аймағына келген негізгі емес тасушыларды контактылық потенциалдар өрісін үдетіп, дрейфтік токты туғызады. Сәйкес дрейфтік токтарды  $i'_{ne}$  және  $i'_{np}$  деп белгілейік. Тепе-тең жағдайда  $i'_{ne} = i'_{np}$  және  $i'_{nr} = i'_{nr}$  басқаша айтқанда, токтың электрондық құраушысы мен кемтіктік құраушысы өзара теңесіп,  $p-n$  ауысуы арқылы жүретін толық ток нөлге айналады. Енді қарастырылған  $p-n$  ауысуына сыртқы ток көзінен  $U$  кернеу берейік. Оның оң полюсі  $n$ -типтегі жартылай өткізгішке, ал теріс полюсі  $p$ -типтегі жартылай өткізгішке жалғанған болсын. Бұл кернеуді кері кернеу деп атайды. Онда сыртқы электр өрісінің бағыты контактылық потенциалдар айырымының өрісімен бағыттас болып, әр типтегі жартылай өткізгіштердің Ферми деңгейлері бір-бірінен  $eU$  шамаға ығысады, жүйенің жоғарыда айтылған тепе-тең күйі бұзылады (20, а-сурет).

Сырттан түсірілген өріс  $p-n$  ауысу аймағындағы зарядталған бөлшектерді түгел алып кетеді де, онда тек қоспаның қозғалмайтын иондары ғана қалады. Қорытын-

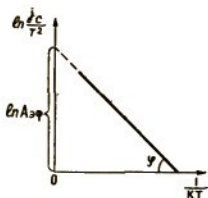
дысында  $p-n$  ауысуының ені және оның кедергісі артып кетеді. Потенциалдық тосқауылдың биіктігі де өседі, сондықтан негізгі заряд тасушылар тогы күрт азаяды. Потенциалдық тосқауыл кедергі жасамайтын болғандықтан негізгі емес тасушылар тогы өзгермейді.  $p-n$  ауысуы арқылы өтетін негізгі емес заряд тасушылар саны екі нәрсеге байланысты: біріншісі — жылудың әсерінен генерациялану жылдамдығы; екіншісі — диффузия кезінде рекомбинацияланбай  $p-n$  ауысуындағы өріске жете алатын қашықтық. Сыртқы электр өрісінің көмегімен негізгі емес заряд тасушыны  $p-n$  ауысуы арқылы өткізіп алуды заряд тасушыларды *экстракциялау* деп атайды: Экстракция сөзі «шығарып алу», «суыру» деген мағына береді. Сонымен, кері кернеу әсерінен  $p-n$  ауысуы арқылы, тек негізгі емес заряд тасушылар ғана себепкер бола алатын, өте аз ток өтеді екен. Тура кернеу  $U$  контактылық потенциалдар айырымын азайтады, потенциалдық тосқауылдың биіктігін  $eU$  шамаға төмендетеді және тосқауыл енін кемітеді (20, б-сурет). Мұның барлығы жапқыш қабаттың кедергісін күрт азайтып жібереді. Ондай жағдайда  $p-n$  ауысуы арқылы үлкен негізгі тасушылар тогы өте алады. Негізгі емес тасушылар тогы сол өзгермеген күйінде қалады да, негізгі тасушылар тогымен салыстырғанда өте аз болғандықтан, оны елемеге болады. Сыртқы өрістің көмегімен  $p-n$  ауысуындағы потенциалдық тосқауылды төмендетіп, негізгі заряд тасушыны ол негізгі емес тасушы болатын аймаққа өткізуді заряд тасушыларды *инжекциялау* деп атайды. Инжекция деген сөз «ендіру» деген мағына береді.

Бұл параграфта айтылған мәселелерден  $p-n$  ауысуының вентильдік қасиеті бар екендігін көріп отырмыз. 21-суретте  $p-n$  ауысуы арқылы өтетін токтың кернеуге тәуелділігі көрсетілген. Бұл қисықтың түрі  $p-n$  ауысуының температурасына байланысты болады. Жоғарғы температураларда тура кернеуді өсіргенмен токтың өсуі баяулайды, өйткені негізгі емес заряд тасушылардың генерациялану жылдамдығы өсіп, ол кері бағыттағы токты көбейтеді. Тіпті жоғарғы температураларда жартылай өткізгіштердің меншікті заряд тасушылары негізгі заряд тасушылар болып кетеді де,  $p-n$  ауысуындағы потенциалдық тосқауыл, сонымен бірге оның вентильдік қасиеті жоғалады. Кері кернеуді өсіретін болсақ, оның белгілі мәнінде кері ток күрт өсе бастайды, ол құбылысты  $p-n$  ауысуының тесілуі деп атайды, ал кернеудің





21-сурет



22-сурет

мәнін *тесілу кернеуі* дейді.  $p$  —  $n$  ауысуының тесілуі контактыда орын алатын әр түрлі процестерге байланысты, оларды бұл жерде қарастырмаймыз.

## II тарау

### ЭЛЕКТРОНДЫҚ ЭМИССИЯ

#### § 11. МЕТАЛДАРДЫҢ ТЕРМОЭЛЕКТРОНДЫҚ ЭМИССИЯСЫ

*Термоэлектрондық эмиссия* деп қыздырылған денелерден электрондардың шығуын айтады. Кристалдық тордың жылулық энергиясы электрондардың козу энергиясының көзі болып табылады.  $T > 0$  болғанда, электрондардың белгілі бөлігі тордың жылулық тербелістерімен өзара әсерлесуінің нәтижесінде толған зонадан өткізгіштік зонаға, ал кейбіреулері — вакуумға өтіп кетеді. Металдардың электрондық теориясы тұрғысынан термоэлектрондық эмиссия оңай түсіндіріледі. Ол үшін металдың поликристалдық құрылымының ықпалын ескермей,  $T$  температураға дейін қыздырылған металл — эмиттердің бетінен бірлік аудан алайық, металдың бетін біртекті және мұқият тегіс деп есептейік. Егер бірлік уақыт мерзімінде металдың ішкі жағынан тандап алған бірлік ауданша арқылы шығарылатын электрондардың саны  $N_e$  болса, онда эмиссиялық токтың тығыздығы  $i_e = e N_e$  (11.1) болады.

Егер металдың потенциалдық тосқауылының биіктігі  $W_a$  болып, ал  $x$  осі оның бетіне перпендикуляр бағыт-

талған болса, онда кинетикалық энергиясы мына теңсіздікті қанағаттандыратын

$$\frac{mv_x^2}{2} \geq W_a \quad (11.2)$$

электрондар тосқауылды жеңіп металдан шыға алады. Олай болса,  $N_e$  -ні есептеу үшін эмиттердің  $1 \text{ м}^2$  бетіне  $1 \text{ с}$ -та келіп соғатын және (11.2) шартын қанағаттандыратын электрондар санын табу керек. Ол үшін (4.11) теңдеуін жылдамдық арқылы жазып, оны интегралдау қажет:

$$N_e = \frac{4\pi mk^2 T}{h^3} \int_{\sqrt{\frac{2W_a}{m}}}^{\infty} v_x \ln \left\{ \ln 1 + \exp \left[ \frac{m}{2kT} (v_l^2 - v_x^2) \right] \right\} dx. \quad (11.3)$$

Бұл интеграл дәл шықпайды. Дегенмен, интегралдау жүргізілетін  $v_x$  -тың барлық мәндері үшін оны өте тәуір жуықтап шешуге болады. Осылай жасағанда мына өрнекті аламыз:

$$N_e = \frac{4\pi mk^2}{h^3} T^2 e^{-\frac{\chi_0}{kT}}, \quad (11.4)$$

онда:

$$j_e = \frac{4\pi me k^2}{h^3} T^2 e^{-\frac{\chi_0}{kT}} = A_0 T^2 e^{-\frac{\chi_0}{kT}}, \quad (11.5)$$

мұндағы  $A_0 = \frac{4\pi me k^2}{h^3} = 120,4 \frac{\text{А}^\circ}{\text{см}^2 \text{град}}$  — барлық металдар үшін бірдей болатын тұрақты. Мынадай ескерту жасау керек: классикалық көзқарас бойынша металдың бетіне қарай қозғалған электрондардың энергиялары потенциалдық тосқауылды жеңе алатындай болса, онда олар міндетті түрде металдан шығуы тиіс. Ал, кванттық механика осы электрондардың бәрі бірдей металл бетіне шыға алмайды деп түсіндіреді. Өйткені олардың біразы металл шекарасындағы потенциалдық тосқауылдан шағылып, металл ішіне кері қайтады. Тосқауылдың мөлдірлігі  $D$  оның формасына және электронның энергиясына байланысты. Сондықтан есепті дұрыс шешу үшін (11.5) теңдеуіне электрон энергиясына байланысты функция болатын, тосқауылдың мөлдірлік коэффициентін енгізу қажет. Бұл есепті шешудің қиындығы, кейбір жеңілдіктерге баруға мәжбүр етеді. Атап айтқанда, ұшып шығатын электрондар үшін тосқауылдың мөлдірлік коэффи-

циентінің орташа мәні  $D$  енгізіледі. Электрондардың шығатындығын ескеріп (11.5) теңдеуін мына түрде жазу керек:

$$j_e = A_0 D T^2 e^{-\frac{\chi_0}{kT}} \quad (11.6)$$

Металдар үшін  $D$  көбейткіші әдетте бірге жақын сан ( $D=0,94-0,97$ ). Біз жоғарыда (§ 8) металдың жылулық ұлғаюы нәтижесінде электрондар концентрациясының өзгеретінін, оған байланысты Ферми деңгейінің орны да өзгеретінін айттық. Демек, азғана болса да, шығу жұмысы  $\chi_0 = W_a - W_F$  да өзгеруі керек. Айталық, шығу жұмысы температураға сызықты тәуелділікте болсын:

$$\chi = \chi_0 + \alpha T \quad (11.7)$$

мұндағы  $\chi_0$  дегеніміз  $T=0\text{К}$ -дегі шығу жұмысы,  $\alpha$  шығу жұмысының температуралық коэффициенті. Егер осыны (11.6) теңдеуінде ескерсек, онда ол енді былай жазылады:

$$j_e = A_0 D e^{-\frac{\alpha}{k} T} e^{-\frac{\chi_0}{kT}} = A_{\text{эф}} \cdot T^2 e^{-\frac{\chi_0}{kT}} \quad (11.8)$$

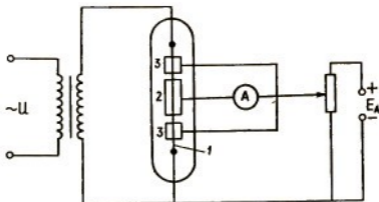
Бұл теңдеу *металдардың термоэлектрондық эмиссия теңдеуі*, немесе *Ричардсон-Дешман теңдеуі* деп аталады. Металдардағы Ферми деңгейінің металл температурасына тәуелді болуының тағы бір себебі — металдың поликристалдығында. Эмиссиялық ток беттің эмиссиялық қабілеті әр түрлі жеке бөліктерінен пайда болады, өйткені металдардың бетіне шығу жұмыстары әр түрлі болатын, әр түрлі кристалл жақтары шығады.

## § 12. ТЕРМОЭЛЕКТРОНДЫҚ ЭМИССИЯ ТЕҢДЕУІНДЕГІ ТҰРАҚТЫЛАРДЫ ЭКСПЕРИМЕНТТЕ АНЫҚТАУ

Металдардың термоэлектрондық эмиссия теңдеуіндегі  $\chi_0$  және  $A_{\text{эф}}$  (сонымен қатар  $D$  және  $\alpha$ ) тұрақтыларды теориялық жолмен есептеудің мүмкін болмауынан, оларды эксперимент жүзінде анықтау қажеттілігі туындайды. Шығу жұмысын анықтаудың бірнеше әдістері бар. Солардың кейбіреулеріне тоқталайық.

**а) Ричардсон түзулері әдісі.** Егер (11.8) теңдеуінің екі жағын да  $T^2$ -қа бөліп, содан соң оны логарифмдесек, онда мынадай өрнек аламыз:

$$\ln \frac{j_0}{T^2} = \ln A_{\text{эф}} - \frac{\chi_0}{kT} \quad (12.1)$$



23-сурет

$\ln \frac{j_e}{T^2}$ -ның  $\frac{1}{kT}$ -ға тәуелділігі түзу сызық түрінде алынады (22-сурет). Бұл түзудің абсцисса осіне көлбеулігі  $\varphi$  бұрышы арқылы анықталады, ал  $\varphi$  бұрышы мына қатысты қанағаттандыруы керек:  $\operatorname{tg} \varphi = \chi_0$ . Ричардсон түзуі ордината осінен  $OK = \ln A_{3\varphi}$  кесіндісін кияды. Бұл  $A_{3\varphi}$  тұрақтысын анықтауды мүмкін етеді. Демек, осы әдіспен  $\chi_0$  және  $A_{3\varphi}$  тұрақтыларын анықтау үшін металдың әр түрлі температурадағы эмиссия тогын өлшеп,  $\ln \frac{j_e}{kT} = f\left(\frac{1}{kT}\right)$  тәуелділігінің графигін салу қажет. Белгілі бір металл үшін  $\chi_0$  мен  $A_{3\varphi}$  тұрақтыларын өлшеу үшін, конструкциясы схемалық түрде 23-суретте көрсетілгендей эксперименттік жалпылық жасау керек.

Зерттелетін металдан жасалған жіңішке сымның қызатын орта бөлігі цилиндр тәрізді анодпен қоршалған. Анодтың екі жақ шетіне қорғағыш сақиналар (3) орналасқан. Олар катодтың ортасына қарағанда суықтау болатын ұштарындағы эмиссия тогын қабылдайды. Өлшеуіш құрал қыл сымның анод ішіндегі бөлігінен келетін эмиссия тогын тіркейді. Эмиссиялық ток тығыздығы анодтық токты анод ішіндегі катод бетінің шамасына бөлу арқылы анықталады. Катодтың температурасын оптикалық пирометрмен немесе температуралық коэффициенті белгілі болса, кедергісін өлшеу арқылы анықтауға болады. Соңғы жылдары осы мақсат үшін өте жіңішке сымнан жасалған, жоғары температураларға шыдамды термодарлар қолданылып жүр. Эксперименттерде мұқият таза металдардың қолданылатынын және вакуум гигиенасы ережелерінің қатаң сақталуы керектігін

естен шығармау керек. Металл бетінің таза болмауы  $\chi_0$  мен  $A_{эф}$  тұрақтыларының шамасына көп әсер етеді.

**б) Толық ток әдісі.** Егер металдардың термоэлектрондық эмиссия теңдеуіндегі шекаралық потенциалдық тосқауылдан шағылу коэффициенті және шығу жұмысының температураға тәуелділігі ескерілмесе, яғни  $D=1$  және  $\alpha=0$  деп есептелсе, онда (11.5) теңдеуін аламыз. Осы кездегі шығу жұмысын «толық токтың» шығу жұмысы деп атаймыз:

$$j_e = A_0 T^2 e^{-\frac{\chi_{тт}}{kT}} \quad (12.2)$$

Бұл жағдайда  $\chi_{тт}$  металдың берілген температурадағы термоэмиссиялық қасиеттерінің біртұтас жинақталған сипаттамасы бола алады.  $\chi_{тт}$  шамасы  $\chi_0$ -ден сәл ғана артық болады, айырмасы электронвольттің жүздік үлесіндей ғана. Егер (12.2) формуласын пайдалансақ, онда барлық металдар үшін ортақ  $j(\chi_{тт}, T)$  тәуелділіктің таблицасын құруға болады және  $\chi_{тт}$ -ның әр түрлі мәндері үшін  $j_{тт}(T)$  тәуелділігінің графигін сала аламыз. 23-суретте  $300 \text{ K} < T < 3000 \text{ K}$  температуралар интервалы үшін және  $0,8 \text{ эВ} \leq \chi_{тт} \leq 7 \text{ эВ}$  үшін  $j(T)$  қисықтарының жиыны келтірілген. Осы қисықтар жиыны практикада мына тәуелділіктерді анықтау үшін өте қолайлы:  $j(T, \chi_{тт})$ ,  $T(j, \chi_{тт})$  және  $\chi_{тт}(j, T)$ .

**в) Калориметрлік әдіс.** Бұл әдіс эмиссиялық ток алғанда анодқа баратын әрбір электронның катодтан  $\chi_0$  энергияны алып кететініне негізделген. Сонымен қатар, катодтан шыққан электрондардың кинетикалық энергиясы да ескерілуі қажет. Металл сыртындағы электрондар Максвелл-Больцман статистикасына бағынатындықтан, әрбір электрон әкететін орташа кинетикалық энергия  $2kT_k$ -ға тең болады, мұндағы  $T_k$  — катод температурасы. Сонынан осы электрондар температурасы  $T_0$  болатын сым бойымен катодқа қайтып оралады, яғни әрбір электронмен бірге катодқа орта есеппен  $2kT_0$  энергия қайтарылады. Сондықтан катодтан ток алғандағы катод қуатының өзгеруі  $\Delta P$ -ны оңай есептеп шығаруға болады:

$$\Delta P = I_a \left[ \frac{\chi_0}{e} + \frac{2k}{e} (T_k - T_0) \right]. \quad (12.3)$$

Мұндағы  $I_a$  анодтық токты өлшеу былай жүргізіледі: Катод, одан эмиссиялық ток алынбай ( $I_a = 0$ ) белгілі температураға дейін қыздырылады. Осы қызған катод-

тың қуаты өлшенеді. Содан соң анодтық кернеу беріліп анодтық ток өлшенеді және катодтың қуаты оның температурасы одан ток алғанға дейінгі шамаға жеткенше, арттырылады. Қызған катодтың осы кездегі қуаты тағы да өлшеніп,  $\Delta P$  есептелінеді. Сөйтіп (12.3) өрнегінен шығу жұмысы  $\chi_0$ -ды анықтаймыз. Осы жолмен табылған шығу жұмысының шамасы нақты болады, өйткені оған температураның өзгеруі және мөлдірлік коэффициенті  $D$ -ны білмеуіміз ықпал жасамайды. Бірақ осы әдісті іс жүзіне асыру оңай емес, сондықтан да калориметрлік әдіс сирек қолданылады.

г) **Контактылық потенциалдар айырымы әдісі.** Бұл әдіс зерттелетін металл мен шығу жұмысы белгілі металдың арасындағы контактылық потенциалдар айырымын өлшеуге негізделген. Контактылық потенциалдар айырымы  $U_k$  металдардың шығу жұмыстарының айырымы арқылы анықталады (7.1). Белгісіз шығу жұмысы эталон есебінде алынған металдың  $\chi_2$  шығу жұмысы мен  $e U_k$  арасындағы айырым ретінде анықталады. Контактылық потенциалдар айырымы тежеуші потенциал әдісімен өлшенеді.

д) **Фотоэлектрондық эмиссияның ұзын толқынды табалдырығы әдісі.** Бұл әдіс § 17-де қарастырылады.

е) **Беттік оң ионадалу әдісі (§ 19).**

ж) **Термоэмиссиялық тұрақтыларды өлшеу нәтижелері.** Бұл арада біз  $D$  мен  $\alpha$ -ны анықтаудың тәжірибелік әдістерін және оларды өлшеу нәтижесінде алынған мәліметтерді, бір-біріне қайшылықта болғандықтан келтірмей отырмыз. Тек айтатынымыз, шығу жұмысының температуралық коэффициенті  $10^{-5}$  град $^{-1}$  шамадай. Қазіргі кезде көптеген химиялық элементтер үшін (әсіресе металдар), көптеген қоспалар үшін, әр түрлі қабыршақты катодтар үшін (§ 14 кара), кейбір қатты ерітінділер мен қорытпалар үшін шығу жұмыстарының мәндері сенімді түрде өлшенген. Өлшеулер жоғарғы вакуумде және катоды әбден тазартылған приборлар ішінде жүргізілді. Өлшеулердің көпшілігі беттері әр түрлі кристаллографиялық жақтардың жиыны болып саналатын поликристалдық үлгілер үшін жүргізілді. Зерттелген элементтердің ішіндегі шығу жұмысы ең азы цезий ( $\chi_0 = 1,87$  эВ), ең көбі иод ( $\chi_0 = 6,80$  эВ), зерттелген металдар ішіндегі шығу жұмысы ең үлкені платина, ол үшін  $\chi_0 = 5,32$  эВ. Кристаллографиялық индекстері ( $h, K, l$ ) әр

түрлі болатын монокристалл жақтарының  $\chi_0$  шығу жұмысы әр түрлі. 12.1-таблицада қиын балқитын негізгі металдардың монокристалдарының кейбір жақтарының эксперименттен табылған шығу жұмысының мәндері келтірілген.

12.1 - та б л и ц а

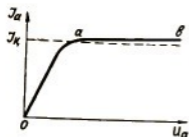
Металл / Жағы	110	112	100	111	$\chi_0$
W	5,35 эВ	4,80 эВ	4,60 эВ	4,40 эВ	4,5 эВ
Mo	5,00 эВ	4,55 эВ	4,40 эВ	4,10 эВ	4,3 эВ
Ta	4,80 эВ	4,50 эВ	4,15 эВ	4,00 эВ	4,1 эВ
Nb	4,80 эВ	4,47 эВ	4,00 эВ	3,88 эВ	4,0 эВ

Соңғы бағанада, салыстыру үшін, осы металдардың поликристалдық эмиттерінің әдебиеттерде жиі кездесетін шығу жұмыстарының мәндері берілген. Демек, шығу жұмысының шамасы — катод затын ғана емес, сонымен қатар, оның тегінің құрылымын сипаттайтын тұрақты. Сондықтан да заттың немесе дененің шығу жұмысы туралы айтудың орнына, оның белгілі бетінің шығу жұмысы туралы айтқан орынды болады. Тағы бір айта кететін нәрсе — заттың кристалының әр түрлі болуымен қатар, олардың көптеген басқа қасиеттері де әр түрлі.

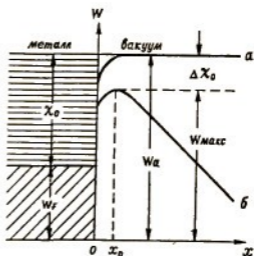
Сондықтан поликристалдық катодтың шығу жұмысы  $\chi_0$  — оның бетін құрап тұрған әр түрлі жақтардың шығу жұмыстарының орташа мәні. Олай болса, бір материалдан жасалған әр түрлі катодтардың  $\chi_0$  шығу жұмысы тәжірибеде әр түрлі болып шығуы мүмкін.

### § 13. СЫРТҚЫ ҮДЕТКІШ ЭЛЕКТР ӨРІСІНІҢ МЕТАЛДАРДЫҢ ТЕРМОЭЛЕКТРОНДЫҚ ЭМИССИЯСЫНА ЫҚПАЛЫ

Егер эксперименттік шамдағы (23-сурет) катодтың температурасын тұрақты етіп, анод кернеуін арттырсак, онда анодтық ток  $I_a$  өзгереді. Осы шамның *вольт-амперлік характеристикасы* деп аталатын  $I_a = f(U_a)$  тәуелділік графигі, 24-суретте келтірілген. Анодтық кернеудің шамасы аз болған кезде (қисықтағы  $Oa$  бөлігі)  $U_a$  кернеудің артуына сай анодтық ток  $I_a$  да артады. Осы бөлікте электродтар арасындағы потенциалдың таралуына, катодтан шығып электродтар аралығын толтыратын



24-сурет



25-сурет

электрондардың көлемдік заряды айтарлықтай ықпал жасайды. Анодтық кернеу өскенде потенциалдық таралуы өзгеріп, анодтық ток артады және «а» нүктесіне сәйкес келетін анодтық кернеу мәнінде катодтан ұшып шыққан барлық электрондарды анод тартып әкетеді. Осы кездегі анодтық ток, термоэлектрондық эмиссия теңдеуімен (11.8) анықталатын катодтың эмиссия тогына  $I_k = = j_e S$  тең болады. Анодтық кернеуді одан әрі арттырғанда анодтық ток өспеуі тиіс, өйткені катодтан ұшып шыққан электрондар түгелдей анодқа жетеді. Қанығу деп аталатын күй басталуы керек. Бірақ тәжірибеде қанығу тогын ала алмаймыз, анодтық кернеуді әрі қарай өсіргенде, анодтық токтың аздап болса (*ab*) артатындығы байқалады. Бұл, эмиттер бетінде пайда болған үдеткіш электр өрісінің металл-вакуум шекарасындағы потенциалдық тосқауыл биіктігін  $W_a$  төмендететініне, соның нәтижесінде металдан электронның шығу жұмысының  $\chi_0$  азаятынына байланысты. Осы құбылыстың себебіне толығырақ талдау жасайық. Металдан вакуумға шығарылған электронның потенциалдық энергиясының мәні  $W$  үш факторға тәуелді болады: *толық шығу жұмысына*  $W_a$  (§ 4); *айналық кескін күшіне* (§ 5) және *сыртқы электр өрісінің кернеулігіне*  $E$ ; яғни

$$W(x) = W_0 - e E x - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 4x^2} . \quad (13.1)$$

Бұл функциясының графигі 25-суретте көрсетілген. Егер қисықтың максимумі  $x_0$  нүктесіне сәйкес келеді десек, онда:



$$\frac{\partial \Psi}{\partial x} = -eE + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \cdot 4x_0^2} = 0; \quad (13.2) \quad x_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{e}{4\pi\epsilon_0 E}}; \quad (13.3)$$

$$W_{max} = W_a - \frac{e\sqrt{eE}}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}} \quad (13.4)$$

Сонғы формуладан мынадай қорытынды аламыз: сыртқы электр өрісінің кернеулігі  $E$  неғұрлым көп болса, потенциалдық тосқауылдың шыңы солғұрлым төмендей түседі, сөйтіп электронның шығу жұмысы  $\Delta\chi_0$ -ге кемиді:

$$\Delta\chi_0 = \frac{e\sqrt{eE}}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}}. \quad (13.5)$$

(13.5)-ті ескеріп термоэмиссия теңдеуін (11.8) мынадай түрде жаза аламыз:

$$j_{eE} = A_{\text{эф}} T^2 e^{-\frac{\chi_0 - \Delta\chi_0}{kT}} = A_{\text{эф}} T^2 e^{-\frac{\chi_0}{kT}} e^{\frac{\Delta\chi_0}{kT}} \quad (13.6)$$

Сыртқы өріс болмағандағы эмиссия тогының тығыздығын  $j_{e0}$  деп белгілеп, эмиссия тогының сыртқы үдетуші электр өрісі әсерінен өсуін сипаттайтын өрнекті табамыз:

$$j_{eE} = j_{e0} e^{\frac{e\sqrt{eE}}{\sqrt{4\pi\epsilon_0 kT}}} \quad (13.7)$$

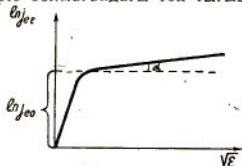
Бұл теңдеуді ең алғаш Шоттки алған болатын, сондықтан, сол кісінің құрметіне, *Шоттки теңдеуі* деп аталады. Егер (13.7) өрнекті логарифмдесек, онда:

$$\ln j_{eE} = \ln j_{e0} + \frac{e\sqrt{eE}}{\sqrt{4\pi\epsilon_0 kT}} \cdot \sqrt{E}. \quad (13.8)$$

Мұнан біз эмиссия тогы тығыздығы логарифмінің сыртқы электр өрісі кернеулігінің квадрат түбіріне тәуелділігі түзу сызық болатынын көреміз (26-сурет). Бұл түзу ордината осінен сыртқы өріс болмағандағы ток тығыздығының логарифміне тең кесінді қияды және абсцисса осімен мына қатынаспен анықталатын бұрыш жасайды:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{e\sqrt{e}}{\sqrt{4\pi\epsilon_0 kT}}.$$

Температураны арттырғанда түзу жоғары-

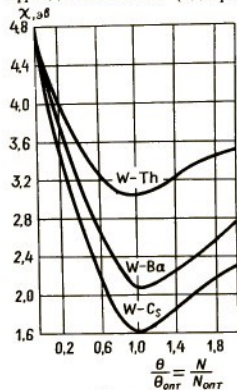


26-сурет

лайды да, ал  $\alpha$  бұрышы кемиді. Таза металдармен жүргізген көптеген тәжірибелер, электр өрістері аса күшті болмаған жағдайда, теория мен эксперименттің ойдағыдай сәйкестікте болатындығын көрсетті. Өте күшті электр өрістерінде ток Шоттки теңдеуінен алынатын мәнге қарағанда шапшаңдау өседі. Бұл құбылыс жөнінде түсінік § 16-та беріледі.

#### § 14. МЕТАЛЛ БЕТІНДЕ БӨГДЕ ЗАТТЫҢ МОНОАТОМДЫҚ ҚАБАТЫ БОЛҒАНДАҒЫ ОНЫҢ ТЕРМОЭЛЕКТРОНДЫҚ ЭМИССИЯСЫ

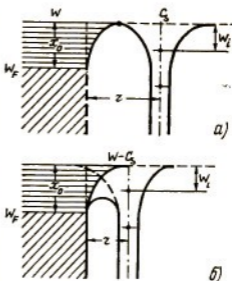
Металдың бетінде бөгде заттың атомдары немесе иондары орналасса (адсорбцияланса), оның эмиссиялық қасиеттері айтарлықтай өзгереді. Қабыршақ материалы ойдағыдай етіп таңдап алынса, онда эмиссиялық тоқты едәуір арттыруға болады. Электрондарының шығу жұмысы аз болатын қабыршақпен қапталған катодтардың жұмысы осыған негізделген. Осындай бетінде бөгде заттың жұқа қабыршағы бар катод (қабыршақты катод) екі химиялық символмен белгіленеді. Оның *біріншісі* — негізгі материалды, ал *екіншісі* оның бетіне қабыршақ түрінде жағылған (адсорбцияланған) материалды көрсетеді.



27-сурет

Егер металл-кери бетін бөтен текті атомдарды бүрку жолымен біртіндеп қаптасак, онда ол қалындаған сайын күрделі беттің шығу жұмысы біртіндеп кеміп минимумға жетеді, содан соң қайтадан өсіп бүркілген заттың шығу жұмысына дейін артады. Классикалық деп аталып жүрген W — Th, W — Ba және W — Cs системалары осының мысалы бола алады (27-сурет). Мұнда ордината осінің бойына шығу жұмысы, ал абсцисса осіне — бөгде затпен жабылу дәрежесі салынған. Бөгде затпен жабылу дәрежесі  $\Theta$  деп  $N$ -нің  $N_{\text{онт}}$  қатнасын айтады, мұндағы  $N$  —

беттің бірлік ауданына адсорбцияланған бөгде заттың атомдарының саны,  $N_{\text{Опт}}$  күрделі беттің ең аз шығу жұмысына сәйкес дәл сондай атомдар саны. Егер адсорбцияланған қабыршақтың бір атомды қабатындағы атомдардың максимал санын  $N_{\text{max}}$  деп белгілесек, тәжірибелердің көрсетуі бойынша  $N_{\text{Опт}} \cong 0,7 N_{\text{max}}$ . Қабыршақты катодтардағы шығу жұмысының азаюын сапа жағынан ең алғаш Ленгмюр түсіндірді. Адсорбцияланған зат катод-



28-сурет

тың бетінде оң иондар қабаты түрінде немесе поляризацияланған атомдар — дипольдер түрінде болады. Катод бетінде пайда болған дипольдер немесе иондар қабаты және осылардың ықпал етуінен металда пайда болатын кері зарядтар қабаты металл шекарасында қосарланған электр қабатын пайда етеді. Қосарланған электр қабаты потенциалдық тосқауыл биіктігін азайтады, өйткені оның электр өрісі металл ішіне қарай бағытталған болады. Мысал ретінде, вольфрамға цезий атомдарын бүріккенде, оның бетіндегі потенциалдық тосқауылдың өзгеруін қарастырайық (28-сурет). 28, а-суретте Cs атомы вольфрам бетінен  $r$  үлкен қашықтықта болғандағы диаграмма көрсетілген. Атом металдың бетіне жақындай түскенде олардың арасындағы потенциалдық тосқауыл төмендейді және сығылады (28, б-сурет). Цезий атомының валенттік электроны үшін мұндай тосқауыл «мөлдір» болып саналады, сондықтан ол металға оңай өтіп кете алады, өйткені электронның энергиясына сәйкес келетін металдағы энергетикалық деңгейлер бос. Демек, электронның адсорбцияланған атомнан металға өтуі мүмкін болу үшін, металдан электронның шығу жұмысы  $\chi_0$ -ден адсорбцияланған атомның ионизациялану энергиясы  $W_i$  аз болуы қажет. Шындығында бұл қатынас вольфрамды ( $\chi_0 = 4,54$  эВ) цезий атомдарымен ( $W_i = -3,89$  эВ) қаптағанда орындалады. Вольфрамды иондау энергиялары оның шығу жұмысынан шамалы ғана үлкен болатын барий немесе торий атомдарымен қапталғанда,

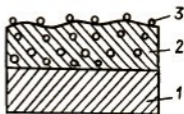
валенттік электрондардың толық жұлыншып шықпауы мүмкін, бірақ потенциалдық тосқауылдың төмендеуі және сығылуы нәтижесінде валенттік электрондардың металл бетіне қарай ығысуы, яғни дипольдердің түзілуі мүмкін. Дипольдер біріне-бірі тығыз орналасатындай етіп, металл бетін бөгде затпен қаптағанда ( $\theta > \theta_{\text{олт}}$ ), көршілес дипольдердің бір-біріне әсері нәтижесінде олардың электрлік моменттері кемиді, сондықтан күрделі беттің шығу жұмысы арта бастайды. Металл (керн) бетінде екінші және одан кейінгі қабаттар түзілгенде, дипольдер мен иондардың пайда болу ықтималдығы мүлде азаяды, сондықтан күрделі беттің шығу жұмысы адсорбцияланған заттың шығу жұмысына тең болып қалады. Қабыршақты катодтар айтылған үш түрмен шектеліп қалмайды. Көптеген басқа электрлік оң металдар металл — керннің шығу жұмысын азайтатын қабыршақтар түзеді.

Егер катодтың бетіне атомдарының электрондарға ұқсастығы үлкен заттар қабыршағы адсорбцияланатын болса, онда жағдай басқаша болады. Бұл кезде металдың бет қабатынан электрондар қабыршаққа тартылады да, теріс полюсі сыртқа қараған дипольдер түзеді. Шекарада пайда болған, электрондарды тежейтін электр өрісі катодтың шығу жұмысын өсіреді. Осындай құбылыс мысалы ретінде оттегі немесе галогендер атомдарының вольфрам бетінде адсорбциялануын алуға болады.

## § 15. ОКСИДТІ КАТОД

Оксидті катодтар жартылай өткізгіштік термокатодтар қатарына жатады және олар өте жиі қолданылатын катодтар. Олардың таза металдардан жасалған катодтар мен қабыршақты катодтарға қарағанда кең түрде қолданылуы шығу жұмыстарының (1,0—1,2 эВ) едәуір аз болатынына байланысты. Сілтілік — жер металдар оксидтерінің (BaO, SrO, CaO) эмиссиялық қабілетінің жоғары болатындығын 1904 ж. Венельт тапты, ол жиырмасыншы жылдары өндірістік приборларда қолданыла бастады. Оксидті катодтың негізі (керні) вольфрамнан немесе никельден жасалады да, оған оксид массаның жұқа қабаты жағылады. Оксидті катод былай жасалады. Байланыстырғыш затбиндермен араластырылған карбонаттың майдаланған кристалдары (BaCO<sub>3</sub>, SrCO<sub>3</sub>, CaCO<sub>3</sub>) катодтың керніне жағылады. Кептірілгеннен сон,

мұндай катод ұзақ сақтауға жарайды. Катод прибор ішіне орналастырылады да, оның одан әрі өңделуі вакуум ішінде, ауаны үздіксіз сорып шығару арқылы жүргізіледі. Катодты шапшаң түрде қатты қыздыру ( $\sim 1300$  К) карбонатты, мына теңдеу бойынша оксидке түрлендіреді  $\text{BaCO}_3 =$



29-сурет

$= \text{CO}_2 + \text{BaO}$ . Осы кезде бөлініп шығатын көмір қышқыл газы насос арқылы сорып алынады. Әдетте, оксидті масса ретінде, екі компонентадан тұратын оксид-қоспа  $\text{BaO}$  және  $\text{SrO}$  немесе үш компонентадан тұратын оксид-қоспа  $\text{BaO}$ ,  $\text{SrO}$  және  $\text{CaO}$  қолданылады. Ұзақ қыздырылғанда оксидтер қоспасы электрлік қасиеттері жағынан диэлектрик болатын қатты ертіндіге айналады. Өңдеу процесі кезінде оксидтік қабық кеуектеніп, ал оның беті бұдырланады. Одан әрі осы катод активтендіріледі. Бұл операция катодты қалыпты жұмыс температурасынан  $200^\circ\text{C}$ -ге артық болатындай температураға дейін шапшаң қыздыруды қажет етеді. Осы жағдайда барийдің оксидтен ішінара бөлінуі байқалады. Барий атомдары оксид ішінде және оның бет қабатына таралып (29-сурет), ол электрондық өткізгіштікті жартылай өткізгішке айналады. Активтендірілу процесі нәтижесінде онда Ва-дың артық атомдары пайда болады да, ал оның өзі — жекеленген донорлық деңгейлер пайда болады деген сөз. Осыдан барып Ферми деңгейі көтеріліп, катодтың шығу жұмысы азаяды. 30-суретте активтендірілмеген (а) және активтендірілген (б) ВаО-ның энергетикалық диаграммалары келтірілген. Бірінші жағдайда электронның шығу жұмысы  $\chi_0$ ,  $\frac{Q_0}{2}$  мен  $\chi_0$ -лардың қосындысына тең, яғни  $\chi_0 = \frac{Q_0}{2} + \chi$ , мұндағы  $Q_0$ -тыйым салынған зонаның ені,  $\chi$  сыртқы шығу жұмысы. Активтендіргенде, донорлар (Ва атомдары) пайда болысымен, тыйым салынған зонада  $W_{Ba}$  донорлық деңгейлер пайда болады, Ферми деңгейі  $W_F$  жоғарылайды да, енді активтендірілген оксидтің шығу жұмысы мына формуламен анықталады:

$$\chi_0 = \frac{Q}{2} + \chi,$$

мұндағы  $Q$  донорлық деңгейден өткізгіштік зонаның та-

банына дейінгі аралық. Олай болса активтендірілгенде оксидті катодтың шығу жұмысы күрт кемиді. Температуралар мен токтар мәндерінің белгілі аралығында жартылай өткізгіштердің термоэлектрондық эмиссиясын металдардағы сияқты (11.8) формула бойынша есептеуге және Ферми деңгейі, ығысып кетпей, шамамен донорлық деңгей мен өткізгіштік зонаның табанының арасында болғанда, электрондардың шығу жұмысының мәнін Ричардсон түзулері әдісімен анықтауға болады. Дегенмен, егер металдардың Ферми деңгейлерінің орыны, бірінші жуықтауда, температураға тәуелді емес және берілген металл үшін тұрақты деп саналса, ал жартылай өткізгіштердің Ферми деңгейлерінің орыны температураға тәуелді болады. Осыны практикада ескерген орынды.

Оксидті катод құрылысының күрделілігі және ондағы физикалық процестердің сан түрлілігі, оның жұмысының дәл теориясын жасауды мүлде қиындатады.

## § 16. ЭЛЕКТРОНДАРДЫҢ ЭЛЕКТРОСТАТИКАЛЫҚ ЭМИССИЯСЫ

*Электростатикалық эмиссия* деп дене бетіне күшті электр өрісін түсіргенде одан электрондардың шығуын айтады. Эмиссияның осы түрін *автоэлектрондық, туннельдік, суық эмиссия* деп те атай береді.

Сыртқы үдетуші өрістің термоэлектрондық эмиссияға ықпалын қарастырғанда (§ 13), оның потенциалдық тосқауылды (13.5) шамасына кішірейтіп эмиссиялық токты арттыратынына көзіміз жетті. (13.4) формуласын талдап (25-суретте көрсетілгендей) сыртқы электр өрісінің кернеулігін арттырғанда потенциалдық тосқауыл биіктігінің азаятынына, енінің сығылатынына көз жеткізуге болады. Өте күшті электр өрісі ( $E_{кр}$ ) кезінде потенциалдық тосқауылдың төбесі Ферми деңгейіне дейін төмендейтін жағдайды көз алдымызға елестетуге болады. Осы кезде суық металдан едәуір электрондық эмиссия байқалуы керек сияқты, өйткені  $\Delta\chi_0 = \chi_0$ . Шоттки теориясы бойынша өрістің ондай кризистік кернеулігі (13.5) тең анықталады:

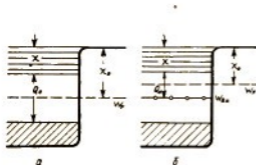
$$E_{кр} = \frac{4\pi\epsilon_0 \chi_0^2}{e^3} \quad (16.1)$$

Сонда, мысалы, шығу жұмысы  $\chi_0 = 4,54$  эВ-қа тең вольфрам үшін  $E_{кр}$  шамамен  $10^{10}$  В/м болады. Ал, шындығында, вольфрам бетінен жеткілікті электростатикалық

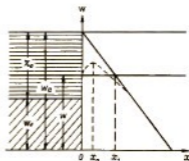
эмиссия, өріс кернеулігі  $10^{10}$  В/м болғанда, яғни жүз еседей аз кернеулікте байқалады. Мұндай алшақтық Шоттки теориясында кванттық-механикалық эффектің, яғни бөлшектің тосқауылдан өтуі, ескерілмеуінен болып отыр. Күшті үдетуші электр өрісі потенциалдық тосқауылды кішірейтеді және оны сығады, соның нәтижесінде электр өрісінің кернеулігі  $E_{кр}$ -ден едәуір аз болғанның өзінде де, электрондар тосқауылдан өтіп кете алады. Олай болса, классикалық теория бойынша, электростатикалық эмиссия құбылысын сан жағынан түсіндіру мүмкін емес. Кванттық механикада кез келген формалы потенциалдық тосқауылдың мөлдірлік коэффициенті мына формуламен табылады:

$$D = e^{-\frac{4\pi}{h} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m_e [W(x) - W]} dx}, \quad (16.2)$$

мұндағы  $h$  — Планк тұрақтысы,  $m$  — бөлшектің массасы,  $W(x)$  — тосқауылдың түрі,  $W$  — бөлшек энергиясы,  $x_1$  және  $x_2$  бөлшектің тосқауылға енгендегі және одан шыққандағы координаталары. (16.2) формуланы пайдаланып, кернеулігі  $E$  болатын күшті электр өрісі бар кездегі, металл шекарасындағы потенциалдық тосқауылдың мөлдірлік коэффициентін есептеп шығарайық, ол үшін § 13-те қарастырылған потенциалдық тосқауылдың түрін және (13.1) формуланы аздап қарапайымдаймыз. Соңғы нәтижеге тигізетін үлесі аз болатындықтан, айналық электрлік кескін күшін ескермейміз. Онда (13.1) формуланы мына түрде жазуға болады:  $W(x) = W_a - eEx$  және потенциалдық тосқауыл формасы үшбұрыш болып қалады (31-сурет). Штрихпен жүргізілген сызық айналық кескін күшін ескергендегі потенциалдық тосқауыл қисығының түрін көрсетеді. Мұнда  $x_1 = 0$ ,  $x_2 = x_1$  сондық-



30-сурет



31-сурет

тан  $W_a - eEx_1 = W$  болады, осыдан  $x_1$  былай анықталады:

$$x_1 = \frac{W_a - W}{eE} \quad (16.3)$$

Олай болса,

$$\begin{aligned} \int_0^{x_1} \sqrt{W(x) - W} dx &= \int_0^{x_1} \sqrt{W_a - eEx - W} dx = \\ &= \sqrt{eE} \int_0^{x_1} \sqrt{x_1 - x} dx = \frac{2}{3} \sqrt{eE} \cdot x_1^{3/2}. \end{aligned} \quad (16.4)$$

(16.4)-ті (16.2)-ге қойып,  $D$ -ның мәнін табамыз:

$$D_{E=e} = e^{-\frac{4\pi}{h} \sqrt{2m_e} \frac{2}{3} \sqrt{eE} \cdot x_1^{3/2}} \quad (16.5)$$

Демек, энергиясы  $W$  болатын электрондар үшін үшбұрышты тосқауылдың мөлдірлік коэффициенті мынаған тең болады:

$$D_{E=e} = e^{-\frac{8\pi}{3he} \sqrt{2m_e} \frac{(W_a - W)^{3/2}}{E}} \quad (16.6)$$

Металдың температурасы  $T=0K$  болғандағы электростатикалық эмиссия тогының тығыздығын есептеп шығарайық. Бұл жағдайда металды Ферми деңгейіндегі (яғни  $W_F$ ) электрондар ғана ең үлкен энергияға ие бола алады. Ондай жағдайда (16.6) теңдеуіндегі  $W = W_F$  болады да,  $W_a - W_F = \chi_0$  береді. Электрондық газ статистикасынан (§ 4), шекараның бір өлшем ауданына бірлік уақыт ішінде металдың ішкі жағынан келіп соғатын электрондар саны (4.11) формуласымен анықталады. Онда потенциалдық тосқауылдан өтіп кететін электрондар саны

$$n_e = \int_0^{W_F} D_e \cdot \frac{4\pi m_e}{h^3} (W_F - W_x) dW_x.$$

Электростатикалық эмиссия тогының тығыздығы

$$j_{eE} = e \int_0^{W_F} D_{E=e} \cdot \frac{4\pi m_e}{h^3} (W_F - W_x) dW_x.$$

Соңғы формулаға (16.6) мәнін қойып және интегралдап, мынадай өрнек аламыз:

$$j_{eE} = \frac{e^2}{2\pi h} \frac{W_F^{1/2}}{W_a \sqrt{\chi_0}} E^2 \exp\left(-\frac{32\pi^2 m_e}{3h^2 e} \frac{1}{E} \chi_0^{3/2}\right). \quad (16.7)$$

Потенциалдық тосқауылдың төмендеуін және оның түрін (айналық кескін күшін де) ескере келіп, есептің



дәлірек шешуін Нордгейм тапты. Қорытындысында, электростатикалық эмиссия тогы тығыздығының теңдеуі алынды:

$$j_{eE} = \frac{e}{8\pi m_e} \frac{E^2}{\chi_0} \exp \left[ -\frac{8\pi(2m_e)^{1/2}}{3he} \cdot \frac{\chi_0^{3/2}}{E} \theta(y) \right], \quad (16.8)$$

мұндағы  $\theta(y)$ ,  $y = \frac{e^{3/2}\sqrt{E}}{4\pi\epsilon_0\chi_0}$  болғандағы, потенциалдық тосқауылдың салыстырмалы төмендеуін сипаттайтын функция,  $y$ -тің әр түрлі мәндеріне сәйкес келетін  $\theta$ -ның мәндерін Нордгейм есептеп шығарып, таблица түрінде берген. (16.7) және (16.8) теңдеулерін мынадай түрде көрсетуге болады:

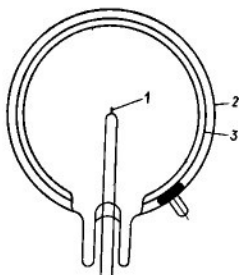
$$j_{eE} = A_1 E^2 e^{-\frac{B_1}{E}} \quad (16.9)$$

Ондай жағдайда  $\ln \frac{j_{eE}}{E^2} = f\left(\frac{1}{E}\right)$  тәуелділіктің түзу болатындығы, оның ордината осінен  $\ln A_1$ -ге тең кесіндіні қиып өтетіні және абсцисса осіне еңкіштігі  $\operatorname{tg} \gamma = B_1$  қатынасын қанағаттандыратын  $\gamma$  бұрышымен анықталатыны өз-өзінен түсінікті. Тәжірибе нәтижелері осы тәуелділіктің сызықтық екенін және осы түзулер бойынша анықталған  $A_1$  және  $B_1$  тұрақтылардың мәндері олардың есептелген мәндерімен ойдағыдай сәйкес келетіндігін растайды. Бұдан тәжірибе теорияның дұрыс екенін дәлелдейтінін көреміз.

Катод температурасы  $T=0\text{K}$  болмайтын жалпы жағдай үшін есептің шешуі әлдеқайда күрделі болады. Практикада көбінесе мынадай эмпирикалық формуланы пайдаланады:

$$j_{eE} = A_2 (T + cE)^2 e^{-\frac{B_2}{T + cE}} \quad (16.10)$$

Бұл теңдеу  $E=0$  болғанда термоэлектрондық эмиссия теңдеуімен сәйкес келеді де, ал кернеулік үлкен болғанда және температура аз кезде (үй температурасы) (16.2) теңдеуімен сәйкес келеді. (16.7) және (16.8) формулаларынан электростатикалық эмиссия тогы тығыздығы термоэлектрондық эмиссия тогы тығыздығына қарағанда металдың шығу жұмысына күштірек тәуелді болатыны көрінеді. Демек, кристалдардың әр түрлі жақтарының шығу жұмыстарының бірдей болмауына байланысты болатын эмиссиялық біртексіздік бұл жерде термоэмиссия құбылысындағыға қарағанда айқынырақ сезілуі тиіс.



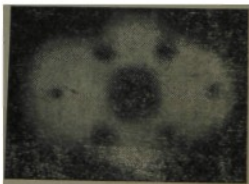
32-сурет

Осы эмиссиялық біртексіздікті эмиссиялық проектор деп аталатын, Мюллер ойлап тапқан прибор көмегімен бақылауға болады (32-сурет).

Мұнда эмиттер қызметін зерттелетін металдан жасалған, ұшының қисықтық радиусы өте аз (шамамен 0,2—0,3 мкм) үшкір сым (1) атқарады. Анод ретінде шыны қолбаның ішкі бетіне күмістің өте жұқа мөлдір қабыршағы (2) жағылады. Күміс қабыршақ бетіне

люминофор қабаты (3) жағылады. Анодқа жоғары кернеу берілгенде үшкір сым маңында электростатикалық эмиссия тудыратын күшті электр өрісі пайда болады. Эмиссияланған электрондар сфералы симметриялық өрісте анодқа қарай қозғалады да люминофорға соққанда ол жарық шығарып, эмиттердің эмиссия орталықтарын үлкейтілген масштабта кескіндейтін жарық картинасын береді.

33-суретте таза және жақсы жұмырланған вольфрам сымы ұшының проектор экранындағы стандартты картинасының фотосуреті көрсетілген. Мұнда — кара дақтарға шығу жұмыстары үлкен бөліктер, ал жарық аумақтарға шығу жұмысы аз бөліктер сәйкес келеді. Бұл проектор көмегімен эмиттер ұшының өте күшті ( $10^6$  еседей) үлкейтілген кескінін алуға болады. Сондықтан прибордың экранында эмиттер кристалының жеке жақтарының эмиссиясын бақылауға болады. Алынған картина берілген металдың кристаллографиялық бағыттарымен ойдағыдай үйлеседі. Қолбаның ішіне оның сәйкес бөлігіне коллектор енгізе отырып, Нордгейм



33-сурет

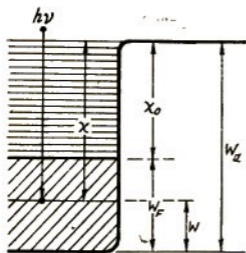
түзуінің көлбеулігінің көмегімен кристалдың жеке жақтарының шығу жұмысын анықтауға болады. Электрондық проектор эмиссиялық электрониканың, физикалық химияның, металл физикасының т. б. бірқатар мәселелерін зерттегенде кеңінен қолданыла бастады. Көпшілік жағдайларда электростатикалық эмиссия электрвакуумдық приборлардың жұмысына зиян тигізеді. Жоғары кернеумен жұмыс істейтін приборларда электродтардың бетіндегі өте үшкір және кедір-бұдыр жерлерінен пайда болатын электростатикалық эмиссия олардың қалыпты жұмыс істеуін бұзады, ал кейбір жағдайларда прибордың істен шығуына алып келеді. Соған қарамастан электростатикалық эмиссияны тиімді пайдаланудың болашағы да мол.

### § 17. ФОТОЭЛЕКТРОНДЫҚ ЭМИССИЯ ҚҰБЫЛЫСЫ

Егер дененің бетіне электромагниттік сәуле ағыны келіп түссе, онда оның белгілі бөлігі шағылады, ал қалғаны денеге еніп жұтылады. Сәуленің жұтылу салдарынан, біріншіден, өткізгіштік зонада жаңа заряд тасушылар — электрондар және толған зонада — кемтіктер пайда болады, яғни дененің электр өткізгіштігі артады. Бұл құбылыс *фото өткізгіштік* немесе *ішкі фотоэфф-фekt* деп аталады. Металдарда жарық түсірілмегеннің өзінде заряд тасушылар көп, сондықтан да оларда ішкі фотоэффekt мүлде сезілмейді, ал диэлектриктер мен жартылай өткізгіштерге түсірілген электромагниттік сәуле олардың электр өткізгіштігін едәуір өзгертеді.

Екіншіден, сәуле жұтқаннан кейін денеде энергиялары көп электрондар пайда болып, олардың кейбіреулері дене бетіне жетіп, беттік тосқауылды жеңіп сыртқа шығады. Бұл *сыртқы фотоэффekt* немесе *фотоэлектрондық эмиссия* деп аталады. Фотоэлектрондық эмиссияны ең алғаш 1887-жылы Г. Герц ультракүлгін сәуленің электр разрядына тигізетін әсерін зерттегенде байқады. Фотоэлектрондық эмиссия туралы біздің іліміміздің іргесі А. Г. Столетов, Ленард және А. Эйнштейн жұмыстары арқылы қаланды. Фотоэлектрондық эмиссияны зерттеудің ең алғашқы кезеңдерінің өзінде тәжірибе жолымен оның екі негізгі заңы тағайындалды. Бұл заңдарды былай айтуға болады:

1. *Фотоэлектрондық ток (қанығу кезіндегі) эмиттерге келіп түсетін жарық ағынына тура пропорционал (Столетов заңы).*



34-сурет

2. Фотоэлектрондардың максимал энергиясы түскен жарық жиілігіне тура пропорционал және оның интенсивтілігіне тәуелді болмайды (Эйнштейн заңы).

Столетов заңы, сол кезде көпшілік мақұлдаған жарықтың электромагниттік толқындық теориясы бойынша оңай түсіндіріледі. Екінші заңның физикалық маңызын түсіну әлдеқайда қиындау болды және оны теориялық жолмен түсіндіру

жарықтың табиғаты туралы классикалық көзқарастардың қайта қаралуының басы болып саналады. Фотоэлектрондардың максимал энергиясы тек жарықтың жиілігіне ғана тәуелді болатындығын тәжірибе жасап 1899 жылы Ленард тапты. А. Эйнштейн физикаға жарықтың кванттары (фотондар) туралы түсінікті енгізіп, Ленард тәжірибелерін түсіндірді және фотоэлектрондық эмиссияның екінші заңының математикалық формуласын жазды (1905 ж.)

Жеке фотонның энергиясы  $h\nu$  және оны энергиясы  $W$  болатын металл ішіндегі электрон жұтсын делік (34-сурет). Онда энергияның сақталу заңына сәйкес, ұшып шыққан электрон үшін мына теңдеуді жазуға болады:

$$W + h\nu = W_a + \frac{mv^2}{2} \quad (17.1)$$

мұндағы,  $V$  — сыртқа ұшып шыққан электронның жылдамдығы. Егер металдың температурасы  $T=0\text{K}$  болса, онда Ферми деңгейінен шыққан электрондар жылдамдығы максималды болады. Мұндай электрондар үшін (17.1) теңдеуі мына түрде жазылады:

$$W_F + h\nu = W_a + \frac{mv^2_{max}}{2}; \quad \frac{mv^2_{max}}{2} = h\nu - \chi_0. \quad (17.2)$$

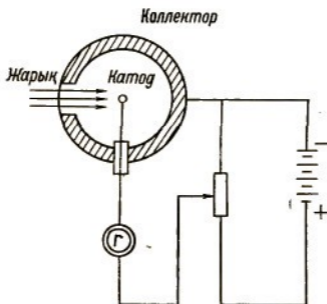
Осы (17.2)-ні Эйнштейн заңы деп атайды. Егер  $\nu$ -ді азайта берсек, онда біз эмиссия тоқтайтын ( $V_{max}=0$ )

шекаралық жиілікке (фотоэффекттің қызыл шекарасы)  $\nu_0$  келеміз, оны мына шарттан табамыз.

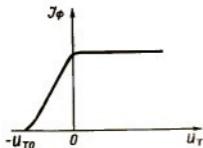
$$hV_0 = \chi_0; \nu_0 = \frac{\chi_0}{h} \quad (17.3)$$

Шығу жұмысы  $\chi_0$  катод бетіндегі (13.5) өріс кернеулігіне тәуелді болғандықтан,  $V_0$  де өрістің өзгеруіне сәйкес өзгереді. Бұл, (17.2) және (17.3) теңдеулері температурасы нольге тең болатын катодтар үшін ғана орындалады. Одан жоғары температураларда металда энергиясы  $W_F$  — тең артық болатын электрондар пайда болады. Бұл катодтан ұшып шығатын электрондардың арасында кинетикалық энергиясы  $\frac{mv^2}{2} > (h\nu - \chi_0)$  болатын электрондардың болатынын көрсетеді. Ондай жағдайда электрондардың  $v < \nu_0$  жиілікте де металдан шығуы мүмкін. Фотоэлектрондық эмиссия табалдырығының осылай «өзгеруін» қыздырылған фотоэлектрондық катодтармен жүргізілген тәжірибелер растайды.

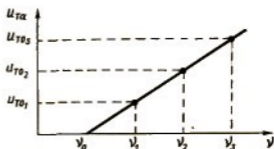
Эксперименттік тексерудің көрсетуіне қарағанда Эйнштейн заңы кез келген катод үшін дәл орындалады. Сфералық электрондар аралығындағы тежеуші потенциалдар әдісін қолданып ең алғаш дәл өлшеу жұмысын П. И. Лукирский және С. С. Прилежаевтар жүргізді (35-сурет). Прибор, сфералық анод центрінде орналасқан кішкентай катоды бар фотоэлемент түрінде жасалған.



35-сурет



36-сурет



37-сурет

Егер катодка қарағандағы коллектордың потенциалы  $U_{\tau}$  теріс болса, онда катодтан шығатын және кинетикалық энергиялары мына қатынасты қанағаттандыратын  $\frac{mv^2}{2} > e U_{\tau}$  электрондар ғана коллекторға жете алады. Коллектордағы  $U_{\tau}$  -ның әр түрлі мәндеріндегі токты өлшеу нәтижесі мына тәуелділікті береді:  $I_{\phi} = f(U_{\tau})$  (36-сурет).

Абсцисса осіне коллектор мен катод материалдарының контактілік потенциалдар айырымына түзету енгізгендегі коллектор мен катодтың арасындағы потенциалдар айырымы салынған.

Коллектордағы потенциалдар (оны жапқыш потенциал деп атайды)  $U_0$ -ге қарағанда терістеу болса, онда коллекторда ток болмайды, өйткені катодтан шығатын электрондар энергиясы  $e U_{\tau 0}$  -ден кіші болады. Бұдан мына қатынасты жаза аламыз:

$$e U_{\tau 0} = \left( \frac{mv^2}{2} \right)_{max} \quad (17.4)$$

Потенциал  $U_{\tau 0}$  болғанда коллекторға Ферми деңгейінен шыққан және металл ішінде энергиясын жоғалтпаған, максималь энергиясы бар электрондар ғана келіп жетеді. (17.2)-ні пайдаланып (17.4)-ті былай қайта жазуға болады:

$$e U_{\tau 0} = h\nu - \chi_0 = h\nu - h\nu_0.$$

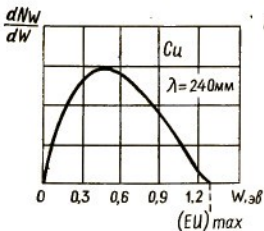
Осы соңғы формула электронның шығу жұмысын, сонымен қатар  $\nu_0$ -ді де анықтауға мүмкіндік береді. Жарық жиіліктерінің бірнеше мәндері үшін  $U_{\tau 0}$  мәндерін өлшеп және  $U_{\tau 0} = f(\nu)$  түзуін салып, оның абсцисса осімен жасайтын бұрышын анықтап (37-сурет)  $\operatorname{tg} \alpha = \frac{h}{e}$

қатынасын пайдаланып Планк тұрақтысын таба аламыз. Осы тәсілмен табылған Планк тұрақтысы мен металдардың шығу жұмыстарының мәндерінің басқа әдістерімен табылған мәндермен сәйкес келуі Эйнштейн заңының дұрыстығын растайды.  $U_T$  потенциалын біртіндеп азайтатын болсақ, онда коллекторға энергиялары аздау электрондар да келіп жетеді, сондықтан коллекторға бағытталған электрондар ағыны артады (36-сурет). Коллектордың потенциалы шын нөлге тең болғанда (КПА ескергенде) катодтан ұшып шығатын электрондар түгелдей коллекторға жетіп, токтың одан әрі өсуі тоқталады.  $I_{\phi} = f(U_T)$  қисығы фотоэлектрондардың энергия бойынша таралу қисығын анықтауға мүмкіндік береді.

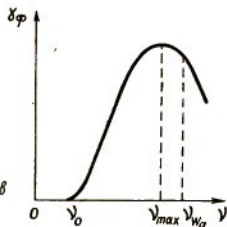
38-суретте мыс катоды үшін осындай қисық келтірілген. Қисықтың максимумына сәйкес келетін электрондардың ең ықтимал энергиясы олардың максималь энергиясының шамамен 0,4–0,5 бөлігіне тең болады. Жарық жиілігін арттырғанда электрондардың максималь кинетикалық энергиясы, олай болса жапқыш потенциал  $U_{T0}$ -де артады. Сонымен бірге ең ықтимал энергияның мәні өседі, яғни электрондардың энергия бойынша таралу қисығы энергияның үлкен мәніне қарай ығысады. Бірақ ең ықтимал энергия мен максималь энергия арақатысы шамамен бұрынғыдай болып қала береді. Әрине, фотоэлектрондардың энергия бойынша таралуы белгілі энергиясы бар электрондардың фотонды жұту ықтималдығына тәуелді болатыны түсінікті.

Қанығу жағдайында металдан шығатын фотоэлектрондардың саны металл бетіне түсетін кванттар санының әлдеқайда аз болатыны белгілі. Біріншісінің екіншісіне қатынасын *кванттық шығу* немесе  $\nu_{\phi}$  *фотоэлектрлік сезгіштік* деп атайды. Металдар үшін ол  $10^{-5} + 10^{-3}$  (электрон/квант) аралығында жатады.

Фотоэлектрлік сезгіштіктің түсетін жарық жиілігіне тәуелділігін көрсететін қисықты *спектрлік характеристика* деп атайды. Фотоэлектрондық металл катодтардың спектрлік характеристикасын тәжірибеде зерттеу, жиілік өскенде фотоэлектрлік сезгіштік өсетінін және спектрлік характеристиканың максимум арқылы өтетінін (39-сурет) көрсетеді. Басқа металдарға қарағанда толық шығу жұмысы  $W_a$  едәуір аз болатын сілтілік металдар үшін  $\nu_{max}$  жиілігі жақын ультракүлгін сәулелену аймағында жатады, ал  $W_a$  үлкен болатын басқа металдар үшін



38-сурет



39-сурет

$\nu_{max}$  жиілігі алыс ультракүлгін сәулелену аймағында орналасады.

Спектрлік характеристиканың мұндай түрін сапа жағынан былайша түсіндіруге болады.  $T=0\text{K}$  болғанда характеристика  $\nu=\nu_0$  нүктесінен басталады, басқаша айтқанда, фотон энергиясы Ферми деңгейінде бұл кезде орналасқан электронды жұлып шығаруға жеткілікті болады. Жиілік артқан сайын төменірек орналасқан деңгейлер қоздырылып, эмиссия артады, бірақ оның қарқыны баяу болады, өйткені металдың потенциалдық шұңқырының табанына жақындаған сайын деңгейлер сирейді.  $h\nu=W_a=h\nu_{wa}$  болғанда квант шамасы металдың өткізгіштік зонасындағы барлық электрондарды жұлып шығаруға жеткілікті болады, сондықтан да фотоэлектрлік сезгіштік жиілікке тәуелді болмай қалуы керек сияқты. Бірақ, кванттық физиканың түсіндіруі бойынша жиілік азайғанда фотонның жұтылу ықтималдығы кемиді, сондықтан фотоэлектрлік сезгіштік қисығы  $\nu_{wa}$ -ден кіші болатын  $\nu=\nu_{max}$  жиілікте-ақ төмендей бастауы керек. Осы мәселенің теориясын қарастырайық. Жоғарыда айтылғандай (§ 4),  $T=0\text{K}$ -ке металдарда оның шекарасындағы  $1\text{ м}^2$  ауданға  $1\text{ с}$  ішінде іш жағынан келіп соқтығысатын, энергиялары  $W_x$  пен  $W_x + dW_x$  аралығында болатын электрондардың саны  $dN_e$  (4.13) формуламен анықталатын еді. Фотоэлектрондық эмиссия тоғын анықтау үшін осы өрнекті (фотон энергиясын жұтқаннан кейін потенциалдық тосқауылды жеңіп кететіндей), электрон энергиясының  $W_x$  барлық мәндері бойынша инте-



гралдау қажет. Интегралдаудың жоғарғы шегі — энергияның ең үлкен мүмкін болатын мәні, ал интегралдаудың төменгі шегі мына қатынаспен  $W_{min} = W_0 - h\nu$  анықталады. Егер жарық квантын жұтқан (белгілі жарық ағыны кезінде) электрондар үлесін  $\beta$  деп белгілесек, онда фотоэлектрондық эмиссия тогының тығыздығы былай жазылады:

$$j_{e\phi} = e \int_{W_{xmin}}^{W_F} \beta \frac{4\pi m_e}{h^3} (W_F - W_x) dW_x .$$

Осы өрнекті интегралдап, мынадай өрнек аламыз:

$$j_{e\phi} = \frac{4\pi m_e}{h^3} \beta (h\nu - \chi_0)^2 .$$

$\chi_0$ -ді  $h\nu_0$ -ге алмастырсақ металл фотокатодтардың спектрлік характеристикасын анықтайтын теңдеу шығады:

$$j_{e\phi} = ch^2 (\nu - \nu_0)^2 .$$

Демек, теория тұрғысынан қарағанда фототоктың жарық жиілігіне тәуелділігі параболаға жақын қисық болуы тиіс. Бірақ, бұл айтылған қорытынды тек фотоэлектрондық эмиссия табалдырығына жақын жиіліктер үшін ғана орындалады (39-суретті қара). Теориялық қорытындылардың жуық болуы металл бетіне қарай қозғалатын электрондардың жолда энергия жоғалтатынын фотонның электронмен әсерлесу ықтималдығының энергиясына тәуелділігін, сонымен бірге энергиясы көбейген сайын фотонның электронмен әсерлесу ықтималдығы азаятынын ескермегендіктен болып отыр. Соңғы тұжырымның ерекше маңызы бар, өйткені ол жоғарыда атап өткеніміздей, жиілік артқанда фототоктың өсуінің баяулайтынының басты себебі.

Поляризацияланған жарық әсерінен болатын электрондық эмиссияны зерттеу фототоктың жарық поляризациясының бағытына тәуелді болатынын көрсетті. Бұл құбылысты *векториалдық эффект* деп атайды. Осы эффектті бақылау, фотоэлектрондық эмиссияның толық теориясы жарықтың толқындық және корпускулалық табиғатын ескеретін толқын механикасының көзқарастарына сүйенуі керек екенін растайды. Фотоэлектрондық эмиссияның аяқталған осы заманғы теориясының бірі ретінде совет физиктері И. Е. Таммның және С. П. Шубиннің

теориясын айтуымызға болады. Бірақ біз ол теорияны қарастырмаймыз.

Таза металдардан жасалған фотоэлектрондық катодтарды практикада қолдану онша тиімді емес, өйткені кванттық шығуының аз болуына байланысты олардың сезгіштігі төмен болады. Металдардың шығу жұмысының үлкен болуы спектрлік характеристиканың спектрдің көрінетін бөлігін тұтас қамти алмауына әкеліп соқтырады. Сондықтан да техникалық фотокатодтар ретінде әлдеқайда сезгіш жартылай өткізгіштік фотокатодтар қолданылады. Солардың ішіндегі ең көп қолданылатындары оттекті-цезийлі және сурьмалы-цезийлі фотоэлектрондық фотокатодтар болып табылады. Жартылай өткізгіштік катодтардың жоғары сезгіштігін мынадай факторлар анықтайды: *біріншіден*, квант энергиясын алған электрондардың сол энергияны жоғалту ықтималдығының аздығы; *екіншіден*, олардың үлкен фотоэлектрлік жұтқыштығы. Мысалы, сурьмалы-цезий катодының максималь сезгіштік аймақтағы жарықты жұту коэффициенті 0,99 болады.

Осындай әсер ететін факторлардың көптігі жартылай өткізгіштердің фотоэмиссияның дәл сандық теориясын жасауды қиындатады. Сондықтан да біз жартылай өткізгіштердің фотоэмиссиясын зоналар теориясы тұрғысынан сапа жағынан қарастырумен ғана шектелеміз. Қоспасыз меншікті жартылай өткізгіштің фотоэлектрондық эмиссиясын қарастырайық және  $T=0\text{К}$  деп алайық. Ондай жағдайда өткізгіштік зона бос болады және фотон энергиясын толған зонадағы бір ғана электрон жұтады деп жорамалдағанда, мынадай шарт орындалса ғана фотоэмиссия жүреді:

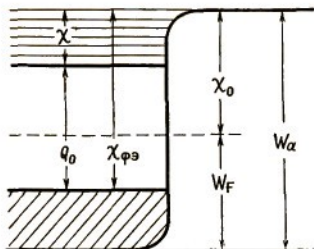
$$h\nu \geq \chi_0 + Q_0.$$

Мұндағы  $\chi_0$ — сыртқы шығу жұмысы,  $Q_0$ — тыйым салынған зонаның ені (40-сурет).

Толған зонаның ең жоғарғы деңгейінде орналасқан электронды кристалдан сыртқа шығару үшін оған берілетін ең аз энергияны фотоэлектрлік шығу жұмысы ( $\chi_{\text{фэ}}$ ) деп атайды. Ондай жағдайда, фотоэмиссияның шекаралық жиілігі мына теңдіктен анықталады:

$$h\nu_0 = \chi_{\text{фэ}} = \chi_0 + Q_0.$$

Жоғарыда айтып кеткеніміздей, бұл жағдайда Ферми деңгейі тыйым салынған зонаның дәл ортасында, яғни



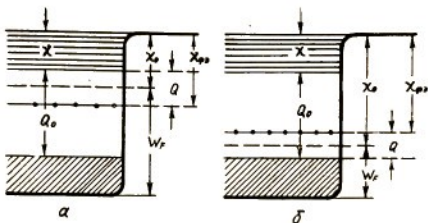
40-сурет

электрондармен толған деңгейлердің ең жоғарғысынан  $\frac{Q_0}{2}$  -ге тең биіктікте орналасады. Термоэлектрондық шығу жұмысы  $\chi_0$  кристалл сыртындағы электрон мен Ферми деңгейіндегі электрон энергияларының айырымына тең болады. Демек қоспасыз металдық емес кристалдар және диэлектриктер үшін:

$$\chi_0 = \chi_0 + \frac{Q_0}{2} = \chi_{фэ} - \frac{Q_0}{2}. \quad (17.4)$$

Балку температурасы жоғары кристалдар үшін  $\chi_0$ -ді термоэлектрондық эмиссияны өлшеу жолымен, ал  $\chi_{фэ}$  -ні фотоэмиссияның шекаралық жиілігін өлшеу арқылы табуға болады. Мысалы, кремний үшін  $\chi_{фэ} = 4,37$  эВ,  $\chi_0 = 3,8$  эВ. Онда (17.4)-ден  $Q_0 = 1,14$  эВ екенін табамыз және бұл мән басқа әдістермен табылған мәндермен ойдағыдай сәйкес келеді.

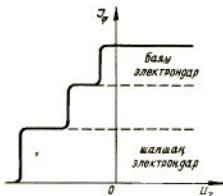
Меншікті жартылай өткізгіштер мен диэлектриктер техникалық фотокатодтар ретінде қолданылмайды, сондықтан да біз оларға енді тоқталмаймыз. Зоналық схемасы 41-суретте көрсетілген, бір ғана қоспадан тұратын жартылай өткізгіштердің фотоэмиссиясын қарастырайық. Қоспалы жартылай өткізгіштер үшін де  $Q_0$ -ді меншікті жартылай өткізгіштерде қолданылған әдіспен табуға болады. Түсірілген жарықтың жиілігі жеткілікті дәрежеде болғанда фотоэмиссияға қоспа деңгейіндегі электрондар мен қатар төмендеу орналасқан, толған зо-



41-сурет

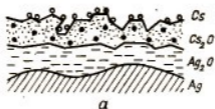
наның жоғарғы деңгейлеріндегі, электрондар да қатысады. Әрине толған зонадан шыққан электрондар жылдамдығы артық болады, сондықтан вольт-амперлік характеристика сатылы түрде өзгереді (42-сурет).

Электрондар бере алатың бірнеше зонаның болуы спектрлік характеристиканың түріне де әсерін тигізеді. Қазіргі кезде фотокаатодтарға бірнеше талаптар қойылады: спектрлік характеристикасы спектрдің көрінетін бөлігін қамтуы керек; шекаралық жиілік мүмкіндігінше аз болуы тиіс; кванттық шығуы барынша үлкен болуы керек, сыртқы шығу жұмысы аз болуы керек. Осы айтылған талаптарды күрделі жартылай өткізгіштік фотокаатодтар жеткілікті дәрежеде қанағаттандыра алады. Соңғы 30—40 жыл ішінде күрделі фотокаатодтардың көптеген түрлері жасалып және іс жүзінде қолданылып жүр. Жалпы алғанда олардың құрылысы мынадай: белгілі

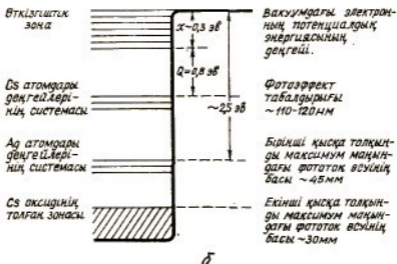


42-сурет

металдың бетіне арнайы түрде өңделген едәуір қалың жартылай өткізгіш қабаты жағылады, ал оның бетінде өңдеу процесі кезінде сілтілік металдың бір атомды қабаты түзілуі тиіс. Осылай дайындалған жартылай өткізгіштің тыйым салынған қабатында бірнеше донорлық және акцепторлық деңгейлер пайда болады. Мысал ретінде 43-сурет-



а



43-сурет

те оттекті-цезийлі фотоэлектрондық катодтың құрылысы мен энергетикалық спектрі берілген. Жалпы түрде, оттекті-цезийлі фотокатодты дайындау процесі былай жүреді: күміс пластикасы немесе балон қабырғасындағы күміс қабаты оттекті ортада разряд әсерінен тотығып, күміс оксидін ( $\text{Ag}_2\text{O}$ ) түзеді. Осы күміс оксидінің бетіне цезий (Cs) дистилляцияланады. Цезий күміс оксидіндегі ( $\text{Ag}_2\text{O}$ ) күмісті тотықсыздандырады да, өзі цезий оксидіне ( $\text{CsO}$ ) айналады және оның әр жерінде бос күйдегі күміс қалады. Цезий оксиді мен күміс қоспасының бетіне цезий адсорбцияланады, оның біраз бөлігі жартылай өткізгіш ( $\text{Cs}_2\text{O}$ ) қабаттың ішіне қарай өтіп, цезийдің атомы аралас қоспа түзеді. Ақырында, катод құрылысы 43,а-суретте көрсетілген түрге келеді және мынадай формула түрінде жазылады:

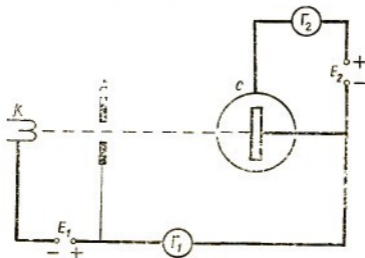


Фотокатод құрылымы мынадай схема түрінде айтылады: металл — негізгі жартылай өткізгіш және қоспалар — бір атомды сыртқы қабат.

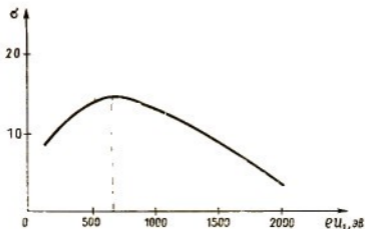
## § 18. МЕТАЛДАРДЫҢ ЖӘНЕ ЖАРТЫЛАЙ ӨТКІЗГІШТЕРДІҢ ЕКІНШІ РЕТТІ ЭЛЕКТРОНДЫҚ ЭМИССИЯСЫ

Қатты және суық заттардың беттерін қандай да болсын заряды бар немесе бейтарап бөлшектермен атқылағанда олардың электрондар шығаруын *екінші ретті электрондық эмиссия* деп атайды. Бұл құбылысты 1902 жылы Остан және Старк металл бетін электрондар ағынымен атқылап тәжірибе жүргізгенде анықтаған. Денелер бетін шапшаң электрондармен атқылаудың үлкен практикалық маңызы бар. Егер алғашқы электрондардың кинетикалық энергиясы жеткілікті дәрежеде болса, онда екінші ретті электрондар ағынының тығыздығы алғашқы ағын тығыздығынан әлдеқайда артық болуы мүмкін. Металдардың екінші ретті электрондық эмиссиясын зерттеу үшін 44-суретте көрсетілген схеманы пайдалануға болады. Электрондар шығаратын қызған катод және оларды үдететін анод (А) электрондық зеңбірек қызметін атқарады. Анод санлауынан жінішке шоқ түрінде шығатын электрондар анод пен катод арасындағы потенциалдар айырмасына сай энергияға ие болады. Осы алғашқы электрондар зерттелетін металдан жасалған катодты (динодты) Э келіп атқылайды. Алғашқы электрондар ағынына сәйкес  $I_1$  ток  $\Gamma_1$  гальванометрімен өлшенеді.

Эмиттерден Э шығатын екінші ретті электрондар оны қоршап тұратын сфера түріндегі коллекторға (С) тартылады. Коллекторға С, екінші электрондық катодқа Э қарағанда, аз ғана оң потенциал беріледі. Екінші ретті



44-сурет



45-сурет

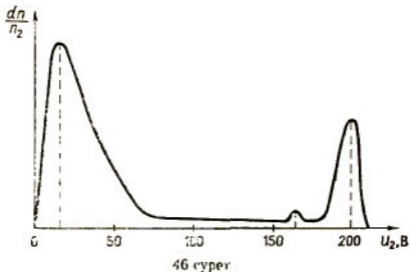
электрондар тогы  $I_2$  коллектор тізбегіндегі  $\Gamma_2$  гальванометрімен өлшенеді.

Екінші электрондық катодтар, бір алғашқы электронға қанша екінші ретті электрондар келетінін көрсететін екінші ретті электрондық эмиссия коэффициенті  $\sigma$  мен сипатталады:

$$\sigma = \frac{I_2}{I_1} = \frac{n_2}{n_1} \quad (18.1)$$

мұндағы  $n_1$  және  $n_2$  алғашқы және екінші ретті электрондар саны.

Эксперименттік зерттеулер екінші ретті электрондық эмиссия коэффициентінің алғашқы электрондар энергиясына тәуелді болатынын көрсетеді (45-сурет). Алғашқы электрондардың энергиясы  $e U_1$  біртіндеп көбейгенде  $\sigma$  коэффициенті алдымен шапшаң артады, содан соң энергия 400—800 эВ аралығында болғанда ең үлкен мәнге жетеді. Алғашқы электрондардың энергиясы одан әрі өскенде  $\sigma$  коэффициенті азаяды да, үлкен энергияларда ол тағы да бірден аз болады. Металдардың екінші ретті эмиссия коэффициентінің максималь мәні оншалықты үлкен емес, ол 0,5-тен 1,8-ге дейінгі аралықта жатады. 44-суретте көрсетілген прибор көмегімен тежеуші потенциал әдісін қолданып, екінші ретті электрондардың энергия бойынша таралуын зерттеуге болады. Ол үшін коллекторға, екінші-электрондық катодпен салыстырғанда әр түрлі мәнді, теріс потенциал берілуі керек. Алғашқы электрондардың энергиясын  $e U_1 = 200$  эВ етіп алып, әр түрлі теріс потенциал кезіндегі коллекторға келетін екінші ретті электрондар тоғын өлшей отырып, екінші



ретті электрондардың энергия бойынша таралу қисығын аламыз (46-сурет).

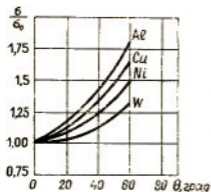
Максимумы шамамен 5÷15 эВ энергияға сәйкес келетін енді және биік шың, екінші ретті токтың негізгі бөлігін құрайтын шың екінші ретті электрондарға сәйкес келеді. Мұндағы бір ерекшелік — бұл шыңның *орыны* алғашқы электрондардың энергиясына байланысты болмайды. Алғашқы электрондардың энергиясына сәйкес келетін еңсіз шыңның болуы, екінші ретті токтың құрамына екінші-электрондық катодтан серпімді шағылатын, алғашқы электрондардың болатынын көрсетеді. Анодтағы үдетуші потенциалды өзгерткенде бұл шың оған сәйкес орын ауыстырады. Осы шыңның сол жағында тағы да бір кішкентай шың байқалады. Мұның пайда болуы серпімсіз шағылатын аз ғана электрондар тобымен түсіндіріледі. Эксперименттер, алғашқы электрондардың түсу бұрышын  $\theta$  арттырғанда, екінші ретті эмиссия коэффициентінің артатынын көрсетеді (47-сурет).

Екінші ретті электрондық эмиссияның физикалық механизмін қарастырайық. Жоғарыда айтқанымыздай, екінші ретті электрондар үш топтан тұрады: *серпімді шағылған, серпімсіз шағылған және шың*. Біз § 12-та биіктігі электронның энергиясынан көп кіші болатын шекаралық потенциалдық тосқауылдан электрондардың шағылатындығы туралы айтқан болатынбыз. Серпімді шағылатын электрондар тобының болуы — осы кванттық-механикалық эффектпен тікелей байланысты. Бұл электрондар шағылу кезінде энергияларының өте аз бө-

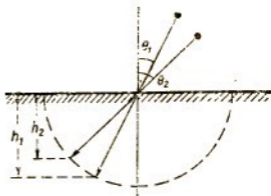


лігін ғана жоғалтады. Жоғалған энергияның шамасы екінші — электрондық катодтың материалына тәуелді және алғашқы электрондардың энергиясын өзгерткенде ол өзгермей қала береді. Сондықтан оны *сипаттауыш жоғалу* деп атайды. Алғашқы электрондардың негізгі бөлігі металлға терең енеді де одан қайтып шыға алмай қалады. Шапшаң алғашқы электрондар металл ішіне енгенде өзінің энергиясының бір бөлігін кристалдық тор түйіндеріне, ал қалған бөлігін металдың электрондарына береді. Пайда болған осы екінші ретті электрондар да металл ішіндегі қозғалысы кезінде кристалдық тормен және валенттік электрондармен әсерлеседі, соның нәтижесінде біртіндеп олардың энергиялары азаяды. Сөйтіп олардың басым көпшілігі металл бетіне потенциалдық тосқауылды жеңе алатын энергиямен келіп жетеді. Дегенмен, осы екінші ретті электрондар арасында потенциалдық тосқауылды жеңіп металл сыртына шыға алатындай энергиясы бар электрондар да кездеседі. Осы электрондардың екінші ретті электрондар тобын құрайды.

Демек, екінші ретті электрондық эмиссия үшін мынадай екі элементар процесс маңызды: алғашқы электрондардың екінші-электрондық катод затының ішінде екінші ретті электрондарға энергия бере жүріп қозғалуы және екінші ретті электрондардың басқа электрондармен және кристалдық тор түйіндерімен соқтығысқанда алған энергияларын жоғалта жүріп қозғалуы. Осы екі элементар процесті салыстыру, екінші ретті эмиссия коэффициентінің алғашқы электрондар энергиясына тәуелділігі қисығының түрін сапа жағынан түсіндіруге мүмкіндік береді. Қисықтың күрделі сипаты осы қарама-қарсы екі фактордың біріккен әсері арқылы түсіндіріледі. Алғашқы электрондар энергиясын арттырғанда екінші-электрондық катодта әрбір алғашқы электрон пайда ететін екінші ретті электрондар саны көбейеді. Бірақ, алғашқы электрон өзінің энергиясының негізгі бөлігін электрондарға жүрген жолының соңында, яғни екінші-электрондық катодтың ішіндегі едәуір тереңдікте ғана береді. Алғашқы электрондардың энергиясы неғұрлым көп болса, олар екінші-электрондық катод материалы ішіне солғұрлым терең енеді, сөйтіп осы тереңдікте екінші ретті электрондарды пайда етеді. Ену тереңдігі артқан сайын екінші ретті электрондардың шығуы қиындайды, өйткені басқа электрондармен және кристалдық тор ион-



47-сурет



48-сурет

дарымен көптеген соқтығысулар нәтижесінде олардың энергия жоғалтуы артады. Бұл факт, әрине, екінші ретті эмиссияның кемуінің негізгі себебі болып саналады.

Алғашқы электрондар энергиясы оншалықты үлкен болмаған кезде (45-суретті қара)  $e U_1$ -дің артуына байланысты  $\sigma$  артады, өйткені бұл кезде бірінші фактор шешуші роль атқарады. Ал енді алғашқы электрондардың энергиясы үлкен болғанда шешуші рольді екінші фактор атқарады да  $U_1$  артқанда  $\sigma$  коэффициенті азаяды.  $\sigma$  коэффициентінің алғашқы электрондардың түсу бұрышына  $\theta$  тәуелділігін тәжірибелерде зерттеу осы пікірлердің дұрыс екенін дәлелдейді.

Алғашқы электрондардың түсу бұрышы  $\theta$  екінші электрондық катод бетіне тұрғызылған нормальдан бастап саналады.  $\sigma$  коэффициентінің  $\sigma_0$ -ге (алғашқы электрондар шоғының тік бағытпен түскендегі коэффициентіне) қарағанда көбірек болатыны былай түсіндіріледі: алғашқы электрондардың екінші электрондық катод ішінде жүретін жолы бірдей болғанда  $\theta$  неғұрлым үлкен болса, екінші ретті электрондар бетке соғұрлым жақын жерде пайда болады (48-сурет). Екінші ретті электрондық эмиссия тек металдардан ғана емес, сонымен қатар диэлектриктер мен жартылай өткізгіштерден де жүреді. Диэлектриктер мен жартылай өткізгіштердің  $\sigma$  коэффициентінің алғашқы электрондар энергиясына тәуелділігі металдардағыдай. Бірақ, диэлектриктердің және күрделі жартылай өткізгішті екінші электрондық катодтардың  $\sigma$  коэффициенттерінің шамасы металдардікінен едәуір көп болады. Мысалы, оттекті-цезийлі фотоэлектрондық катод үшін  $\sigma_{max} = 7 \div 11$ , ал сурьмалы-цезийлі катод үшін

$\sigma_{max} = 8 \div 12$  болады. Бұл, жартылай өткізгішті екінші-электрондық катодтарды практикада кеңінен қолдануға болатынын көрсетеді. Жартылай өткізгіштің немесе диэлектриктің жұқа қабыршағымен жабылған металдың екінші ретті эмиссияның өте жоғары болуы ерекше көңіл аударарлық құбылыс. Бұл кезде  $\sigma$ -ның мәні бірнеше мыңға жетеді (аномальдық екінші ретті эмиссия, Мальтер, 1936 ж.). Мысалы, катодты алюминийден жасап және оның бет кабатын тотықтандырып, содан соң осы оксид қабыршақтың үстіне цезийдің жұқа қабатын жақса, онда екінші ретті эмиссия коэффициенті мыңнан жоғары болатын катод алынады. Алынған катод тиімділігінің өте жоғары болуы, алғашқы электрондар ағынымен цезий қабыршағына әсер еткенде, одан шығатын екінші ретті электрондар көмегімен түсіндіріледі.

Алюминий оксиді жақсы диэлектрик болатындықтан цезий қабаты мен катод бір-бірінен изоляцияланған, сондықтан екінші ретті электрондар эмиссияланғанда цезий қабаты оң зарядталады. Осының нәтижесінде катод металы мен цезий қабатының арасында кернеулігі  $10^9$  В/м-ге жететін күшті электр өрісі пайда болады. Осындай үлкен кернеулігі бар электр өрісінің әсерінен алюминий бетінен қарқынды электростатикалық эмиссия жүреді. Осы кезде алюминийден цезий қабыршағына қарай қозғалатын электрондар ағыны оның оң зарядын бейтараптайды деп күтуге болады. Шындығында, электр өрісінің кернеулігі өте үлкен болғандықтан, осы өріс үдететін электрондардың қозғалыс жылдамдығы да орасан зор. Ондай электрондар цезий қабатында ұсталып қалмай және оның оң зарядын бейтараптап үлгірмей, қабыршақты тесіп өтеді. Бірақ мұндай катодтардағы екінші ретті ток алғашқы электрондармен атқылауды тоқтатқаннан кейін өте баяу бәсеңдейді. Бұл түсінікті де, өйткені диэлектриктен жылдам өтетін электрондардың беттік зарядты бейтараптандыруына ұзақ уақыт қажет болады. Әзірше бұл құбылыс практикада қолданылмай келеді. Екінші ретті электрондық эмиссия құбылысы бірқатар электрлік-вакуумдық приборларда қолданылады (магнетрондар, есте сақтағыш қондырғылар, электрондық көбейткіштер).

Қазіргі кезде диодтар дайындалатын ең тиімді материал құрамында бірнеше процент бериллий және магний (жеңіл компонента) бар мыс, күміс және никельден (ауыр компонента) құралатын қорытпа.

Онымен қатар, үш компонентадан тұратын қорытпаларда қолданылады. Мысалы,  $\text{AgBeSi}$ ,  $\text{CuMgAl}$  және т. с. с. Екі компонентадан тұратын қорытпаларға қарағанда бұлардан диодтар жасау тиімді, өйткені оларды механикалық жолмен өңдеу жеңіл. Қорытпалардан жасалған диодтарды тиімді эмиттерге айналдыру үшін оларды активтендіру қажет. Ол процесс диодтарды белгілі уақыт аралығында қысымы аз (13.3 Па) тотықтырғыш газ атмосферасында 500—800°C-ға дейін қыздырудан тұрады. Осындай өңдеу нәтижесінде электродтардың бетінде сілтілік жер металдар оксидінің ( $\text{BeO}$  немесе  $\text{MgO}$ ) жұқа қабаты түзіледі. Ал бұл қабатқа араласқан осы металдардың артық атомдары екінші ретті электрондардың тиімді көзі болып табылады.

Екінші ретті электрондардың тиімді эмиттерін жасау проблемаларымен қатар, кейбір жағдайларда, шамдардағы паразитті екінші ретті электрондық эмиссияны жою проблемасы да маңызды. Паразитті екінші ретті эмиссияны жою үшін, *біріншіден*, конструктивтік әдістерді пайдаланады, *екіншіден*, атқыланылатын электродтардың бетін кедір-бұдыр етіп жасайды. Тіпті осы паразитті эмиссияны жою үшін электродтардың бетін екінші ретті электрондық эмиссия коэффициенті аз заттармен қаптайды (антидинатрондық жабу). Антидинатрондық қаптағыш заттар қатарына көміртегі (күйе, аквадаг), титан, цирконий, ауыспалы металдардың дисилицидтері жатады. Кейбір антидинатрондық қаптағыш заттар әрі антиэмиссиялық та роль атқарады. Екінші ретті электрондық эмиссияны тек электрондармен атқылау арқылы ғана емес, катодты оң иондармен қозған немесе бейтарап атомдармен атқылау нәтижесінде де алуға болады.

## § 19. ТЕРМОИОНДЫҚ ЭМИССИЯ

Бу атомдарының немесе молекулаларының ағыны қызған металл бетіне келіп түскенде, олардың белгілі бөлігі бұрынғыдай бейтарап бөлшек түрінде беттен қайта серпіледі. Осы айтылған қызған металл бетіндегі иондалу құбылысы *беттік иондалу* немесе *термоиондық эмиссия* деп аталынады. Оң иондар түзілген жағдайда оң беттік иондалу, ал теріс иондар түзілген жағдайда — теріс беттік иондалу деп аталады. Алғаш рет қызған вольфрам бетінде цезий атомдарының оң беттік ионда-

луын 1923 жылы Ленгмюр және Кенгдон ашты. Енді осы оң беттік иондалу заңдылықтарына тоқталайық. Айталық, шығу жұмысы  $\chi(T)$  және температурасы  $T$  болатын қатты дененің бетінің бірлік ауданшасына бірлік уақыт ішінде иондалу энергиясы  $W_i$  болатын қайсыбір заттың  $N$  атомы келіп түссін. Қызған бетке келіп түскен атомдар алдымен адсорбцияланады, сонан соң қайтадан буланады. Осы кезде буланған бөлшектер ағынының шамалы бөлігі ғана бейтарап атомдар  $N_a$  түрінде, ал қалғандары  $N_i$  — оң иондар түрінде кері серпіледі. Системаның стационар күйі үшін

$$N = N_a + N_i \quad (19.1)$$

теңдігінің орындалатыны анық. Құбылысты сипаттау үшін иондалу дәрежесі  $\alpha = \frac{N_i}{N_a}$  және иондалу коэффициенті:  $\beta = \frac{N_i}{N}$  деген ұғымдар енгіземіз.

Егер (19.1)-ді ескерсек, онда

$$\beta = \frac{\alpha}{1+\alpha} \quad \text{және} \quad \alpha = \frac{\beta}{1-\beta}.$$

Егер  $\alpha \ll 1$  болса, онда  $\beta = \alpha$ ; ал егер  $\alpha \gg 1$  болса, онда  $\beta \cong 1$ .

Қызған беттен шығатын оң иондар тоғының тығыздығы мынаған тең болады:  $j_{(i)} = e N_i = e N_a \alpha$ . Оң беттік иондалуды теория жүзінде қарастыру иондалу дәрежесі үшін мынадай өрнек береді:

$$\alpha = G \exp\left(\frac{\chi - W_i}{kT}\right). \quad (19.2)$$

Мұндағы  $G$  — берілген атомдар үшін тұрақты коэффициент (бірвалентті атомдар үшін  $G=0,5$ , ал эквивалентті атомдар үшін  $G=2$ ). Соңғы (19.2) теңдеу Сах — Ленгмюр теңдеуі деп аталады. Жоғарыда келтірілген  $W - Gs$  жұбы үшін:  $\chi_0 = 4,52$  эВ,  $W_i = 3,89$  эВ болады. Вольфрам температурасы  $T = 1250$  К болғанда  $\alpha = 200^\circ$ , олай болса, әрбір 200 ионға небәрі бір ғана бейтарап атом келеді екен. Берілген атомдар ағынының иондалу дәрежесін арттыру үшін қалайда шығу жұмысы үлкен болатын қызған бетті алу керектігі түсінікті. Әрине, шығу жұмысының температура (§ 11) мен бетке түсірілген сыртқы үдетуші өріске (§ 13) тәуелді екенін ескерген жөн. (19.2) теңдеуі тек сыртқы өріс жоқ, яғни  $E=0$  жағдайы үшін ғана орындалады. Бұл құбылыс ион ағыны-

ның қуатты көзін жасау үшін қолданылады. Сах — Ленгмюр теңдеуіне сүйеніп,  $W_i$  белгілі болғанда, қызған беттің шығу жұмысын  $\chi_0$  анықтауға болады. Бұл әдісті *оң беттік иондалу әдісі* деп атайды (§ 12). Егер  $\alpha \ll 1$  болса (мысалы  $W_i = L_i$ ,  $W = W_0$ , онда иондық ток тығыздығы былай жазылады:

$$j = e NG \exp\left(\frac{\chi - W_i}{kT}\right). \quad (19.3)$$

Олай болса иондық ток тығыздығы да температураға тәуелді шама (11.7)-ні ескеріп (19.3) теңдеуін мына түрде қайта жазамыз:

$$j_i = e NG \exp\left(\frac{e\alpha}{kT}\right) \exp\left(\frac{\chi_0 - W_i}{kT}\right) \quad (19.4)$$

немесе

$$j_i = b \exp\frac{\chi_0 - W_i}{kT}, \quad (19.5)$$

мұндағы

$$b = e NG \exp\left(\frac{e\alpha}{kT}\right).$$

(19.5)-ды логарифмдесек  $\ln j_i = \ln b - \frac{W_i - \chi_0}{kT}$ .

Егер  $\ln j_e$  -дің  $\frac{1}{kT}$ -ге тәуелділігін құрсақ, онда сызықтың еңкіштік бұрышы бойынша ( $W_i - \chi_0$ )-ді табуға болады. Егер атомдар үшін иондалу энергиясы  $W_i$  белгілі болса және  $\alpha \ll 1$  теңсіздігі орындалса, онда шығу жұмысын  $\chi_0$  онай анықтауға болады.

Сах — Ленгмюр теңдеуінің таза біртекті беттер үшін ғана жарамды екенін айта кетейік. Сондықтан да келтірілген әдіспен монокристалдар жақтарының шығу жұмысын анықтаған дұрыс болады. Поликристалл беттерінің шығу жұмысын ( $\chi_i$ ) беттік иондалу әдісімен өлшегендегі нәтиже термоэлектрондық эмиссия көмегімен табылған шығу жұмысының  $\chi_s$  мәнімен сәйкес келмейді. Негізінен иондық эмиссия беттің  $\chi_{max}$  болатын аралықтарында жүреді, олай болса орташа шығу жұмысы  $\chi_i$  үлкен болуы керек. Электрондық эмиссия негізінен шығу жұмыстары  $\chi_{min}$  болатын дене бетінің дақтарынан жүреді. Сондықтан да электрондық эмиссия бойынша анықталған  $\chi_s$  шамасы термоиондық эмиссия мәліметтерінен алынған шамасынан кем болады.

Көптеген атомдар (сол сияқты молекулалар және радикалдар) қызған бетке келіп түскенде өзіне электрон қосып алып теріс ионға айналады. Теріс ион, электрлік тұрғыдан, әлдеқайда орнықты болады, оның «артық» электронын жұлып шығару үшін белгілі жұмыс жасау қажет. Бұл жұмыс электрондық ұқсастық деп аталады, оны  $\Sigma$  әрпімен белгілейді. Оң беттік иондалуға арналған Сах — Ленгмюр теңдеуін шығарғандағы пікірлер әрине осы жағдай үшін де жарамды болады, бірақ соңғы жағдайда иондалу дәрежесі беттің шығу жұмысы мен электронның ұқсастығының ара қатынасына байланысты. Сондықтан Сах — Ленгмюр теңдеуіне ұқсас теңдеу жазуға болады:

$$\alpha = G' \exp \frac{\Sigma - \chi}{kT} \quad (19.6)$$

Олай болса, шығу жұмысы барлық жерінде бірдей емес беттерден теріс беттік иондану көбінесе  $\chi = \chi_{min}$ -ге тең аймақтардан жүреді. Оң беттік иондалудағыдай,  $\alpha \ll 1$  болғанда, теріс иондар тогының тығыздығы, Сах — Ленгмюр заңы сияқты, мына түрде жазылады:

$$j_e = b' \exp \frac{\Sigma - \chi_0}{kT}.$$

Оң және теріс беттік иондалуды эксперимент жүзінде зерттеулер Сах — Ленгмюр теңдеуінің құбылысты үйлесімді түрде түсіндіре алатынын көрсетті. Теріс беттік иондалуды тәжірибелерде зерттеудің бір шама қиын екенін ескерген жөн.

### III тарау

#### ВАКУУМДАҒЫ ЭЛЕКТР ТОҒЫ

##### § 20. ЭЛЕКТРОНДАРДЫҢ ВАКУУМДАҒЫ БІРТЕКТІ ЭЛЕКТР ЖӘНЕ МАГНИТ ӨРІСІНДЕ ҚОЗҒАЛЫСЫ

Жұмыс принципі вакуумдағы электрондар ағынының қозғалысына негізделген электрондық приборлар электрондық техника саласында маңызды роль атқарады. Вакуумда электр тогының жүру процесінің ерекшеліктерін қарастырайық. Ол үшін геометриялық формасы барынша қарапайым электрондармен ғана шектеліп, солар-

дың негізінде вакуумдағы электрондар қозғалысының жалпы заңдылықтарын анықтаймыз.

Кернеулігі  $\vec{E}$  электр өрісінде электронға  $\vec{E}$  векторына қарама-қарсы бағытталған  $\vec{F} = -e\vec{E}$  күш әсер етеді. Индукциясы  $\vec{B}$  магнит өрісінде қозғалған электронға  $\vec{F} = -e[\vec{V}\vec{B}]$  Лоренц күші әсер етеді, мұндағы  $[\vec{V}\vec{B}] = \vec{V} \times \vec{B}$  жылдамдық векторы мен  $\vec{B}$  индукция векторының векторлық көбейтіндісі. Сонда электр және магнит өрісі бар болғанда электронға әсер ететін күш

$$\vec{F} = e\vec{E} - e[\vec{V}\vec{B}]. \quad (20.1)$$

Егер вакуумдағы электрон қозғалыс бағыты мен шамасы өзгертіндей соқтығысқа ұшырамаған болса, онда (20.1) теңдеуінен электронның қозғалыс теңдеуін шығарып алуға болады:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} - e[\vec{V}\vec{B}]. \quad (20.2)$$

Егер алғы шарттар белгілі болса, онда бұл теңдеу арқылы электрон қозғалысын толық өрнектеп, оның кез келген нүктедегі жылдамдығы мен траекториясын анықтауға болады.

**Ондай алғы шарттар:** координаталар, жолдың бастапқы нүктесіндегі жылдамдықтың шамасы мен бағыты, ең бастысы, электр өрісі кернеулігі  $\vec{E}$  және магниттік индукция  $\vec{B}$  векторлары координаталарға байланысты функция ретінде берілген өріс бейнесі. Басқаша айтқанда, өрістің бейнесін анықтау — әр түрлі конфигурациялы электродтар аралығындағы кеңістікте жекелеген электрондардың қозғалысы жайлы мәселені шешудің бірінші сатысы болып табылады. Жеке электронның немесе тығыздығы аз электрондар ағынының қозғалысын қарастырғанда электр өрісінің кернеулігі мен потенциалының таралу бейнесін алу үшін Лаплас теңдеуін пайдалануға болады:

$$\Delta U = 0. \quad (20.3)$$

Электрондар немесе басқа зарядталған бөлшектер электродтар аралығындағы кеңістікте едәуір көп мөлшерде болса, онда олар электр өрісінің бейнесіне елеулі әсер етеді. Ондай жағдайда есептеу үшін Пуассон теңдеуін пайдалану қажет:



$$\Delta U = - \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (20.4)$$

(мұндағы  $\rho$  көлемдік зарядтың тығыздығы). Бірақ, Лаплас және Пуассон теңдеулерінің шешуін тек қарапайым электрондар конфигурациясы үшін ғана табуға болады. Көптеген жағдайларда өрістің бейнесін анықтау үшін тәжірибе немесе жуықтап есептеу әдістері қолданылады. Магнит өрісінің бейнесін де аналитикалық түрде тек қарапайым жағдайлар үшін ғана алуға болады. Магнит және электр өрістерінің электронға әсерінің тағы бір аса маңызды ерекшелігін көрсету үшін (20.2) теңдеуіне қайта оралайық. Бұл теңдеудің екі жағын да жылдамдыққа скалярлы түрде көбейтсек:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{mv^2}{2} \right) = -e\vec{v}E. \quad (20.5)$$

онда Лоренц күшінің электронның қозғалыс бағытына перпендикуляр болуына байланысты, оң жақтағы екінші мүше нөлге айналып кетеді. Бұл айтылғандардан магнит өрісінің әсерінен электрон жылдамдығының тек бағыты ғана өзгеріп, шамасының тұрақты болып қалатынын көреміз.

(20.5) теңдеуіндегі айнымалыларды ( $vdt = dS$  деп ауыстырып) бөлсек және электронның бастапқы энергиясы  $E_0 = \frac{mv_0^2}{2}$  екендігін ескере отырып теңдеуді интегралдасак, біз еркін электронның энергиясы мен  $U$  потенциалдар айырымының арасындағы байланысты көрсететін, бұрын әлденеше рет қолданылып жүрген, белгілі теңдеуді аламыз:  $\frac{mv^2}{2} = \frac{mv_0^2}{2} + eU$ . Егер электронның бастапқы энергиясын қандай да бір потенциалдар айырымы  $U_0$  арқылы сипаттасак, онда  $U$  потенциалдар айырымынан өткен электронның жылдамдығы:

$$v = \sqrt{\frac{2e(U+U_0)}{m}}. \quad (20.6)$$

Барлық келтірілген теңдеулердегі масса релятивистік масса болуы тиіс, бірақ есептеулерге қарағанда электрон бірнеше ондаған киловольт потенциалдар айырымы арқылы үдетілген жағдайда ғана релятивистік эффект ескерерліктей шамада болады. Сондықтан бұдан былай электронның массасын тұрақты деп есептей береміз.

(20.2) тендеуді пайдаланып, елеулі көлемдік заряд болмаған кездегі, электр және магнит өрістердегі электрон қозғалысының кейбір жеке жағдайларын қарастырайық.

**а) Біртекті электр өрісіндегі электронның қозғалысы.** Мұндай өрісті жазық  $A$  және  $B$  электрондарының аралығында, өрістің шеткі бөлігінің бұзылуы ескерілмейтіндей, пластинкалардың шетінен жеткілікті қашықтықта алуға болады (49-сурет). Тікбұрышты координаталар системасының осьтерін оң зарядталған электрод  $xOz$  жазықтығында, екіншісі — одан  $d$  қашықтықта орналасатындай етіп бағыттаймыз. Ондай жағдайда өріс бейнесін табу қиынға түспейді, өйткені  $\frac{d^2 U}{dy^2} = 0$  түріндегі Лаплас тендеуі интегралдаудан соң қарапайым түрге келеді:  $E = E_y = \text{const} = -\frac{U}{d}$ , мұндағы  $U$  электродтар арасындағы потенциалдар айырымы.

Электрон қозғалысының (20.2) тендеуі, тікбұрышты координаталар системасында үш тендеуге жіктеледі:

$$\begin{aligned} m \frac{dv_x}{dt} &= -e E_x - e(v_y B_z - v_z B_y), \\ m \frac{dv_y}{dt} &= -e E_y - e(v_z B_x - v_x B_z), \\ m \frac{dv_z}{dt} &= -e E_z - e(v_x B_y - v_y B_x) \end{aligned} \quad (20.7)$$

Қарастырылып отырған есепте магнит өрісінің жоқ болуы себепті, ал электр өрісінің кернеулік векторы тек бір ғана құраушыдан тұратындықтан  $E_y = E$ , тендеулер системасы мынадай түрге келеді:

$$m \frac{dv_x}{dt} = 0, \quad m \frac{dv_y}{dt} = -e E_y = -e E, \quad m \frac{dv_z}{dt} = 0. \quad (20.8)$$

Уақыттың  $t=0$  моментінде электрон  $v_0$  бастапқы жылдамдықпен,  $a$  бағыты бойынша, о саңлауы арқылы өріске келіп енеді делік. Жылдамдық векторы  $v_0$   $xOy$  жазықтығында жатсын. Сонда оның  $x$  және  $y$  осьтеріндегі сәйкес құраушылары  $v_{x_0}$  және  $v_{y_0}$  болады да, ал  $z$  осіндегі — нөлге тең. Осы шекаралық шартты ескеріп (20.8) тендеулерін интегралдасақ, мынадай системаға келеміз:

$$v_x = \text{const} = v_{x_0}, \quad v_y = -\frac{e}{m} Et + v_{y_0}; \quad (20.9)$$

тағы да (20.9) теңдеулерін интегралдап, мына система- ны табамыз:

$$x = v_{x_0} t, \quad y = - \frac{e}{2m} E t^2 + v_{y_0} t. \quad (20.10)$$

Интегралдау тұрақтылары бұл жағдайда нөлге тен, ал үшінші теңдеуді интегралдау  $z=0$  нәтижесін береді.

(20.10) теңдеулерінен  $t$ -ны шығарып тастап, электрон траекториясының теңдеуін аламыз:

$$y = - \frac{e}{2m} \frac{E}{v_{x_0}^2} x^2 + \frac{v_{y_0}}{v_{x_0}} x. \quad (20.11)$$

Бұл — дөңесі жоғары қараған парабола теңдеуі. Олай болса электрон  $xOy$  жазықтығында жатқан парабола бойымен қозғалып,  $O^1$  саңлауынан барып шығады. Егер электр өрісінің кернеулік векторы кері бағыттталса, онда (20.11) теңдеудің оң жағындағы бірінші мүшенің таңбасы өзгереді де, электрон координаталар бас нүктесіне қарағанда бірінші параболаға симметриялы болып табылатын екінші қисық бойымен қозғалады. Егер бастапқы жылдамдық векторы  $\vec{v}_0$ ,  $x$  осімен  $\theta$  бұрышын жасаса, онда  $v_{x_0} = v_0 \cos\theta$ ;  $v_{y_0} = v_0 \sin\theta$ , (20.11) теңдеуі мына түрге келеді:

$$y = - \frac{e}{2m} \frac{E x^2}{v_0^2 \cos^2 \theta} + x \operatorname{tg} \theta. \quad (20.12)$$

Сонымен электронның өріске ену бұрышы  $\theta$  мен өріс таңбасына байланысты болатын мұндай жүйені ауытқытушы пластинка немесе жазық электрлік айна — энергоанализатор (немесе бөлшектер монохроматоры) есебінде пайдалануға болады.

Егер  $\theta=90^\circ$  болса, онда  $\vec{v}_{x_0}=0$ , ал  $\vec{v}_{y_0}=\vec{v}_0$ , мұндай жағдайда электрон  $y$  осінің бойымен бірқалыпты үдеме- лі ( $E<0$ ) немесе бірқалыпты кемімелі ( $E>0$ ) қозғала- ды. Үдеудің шамасы  $a = \frac{eE}{m}$  нөлге ұмтылғанда, яғни  $v_{x_0} \rightarrow v_0$  және  $v_{y_0} \rightarrow 0$  жағдайында, жазық конденсатор ауытқытушы пластинкалар жұбына айналады да, ауыт- ку шамасы келесі формуламен анықталады:  $y =$   
 $= \pm \frac{eU}{2mv_0^2 d} x^2$ . Еркімізше алынған  $\theta$  бұрышы үшін па-

рабола төбесінің координаталары мына өрнек бойынша табылады:

$$x_{max} = \frac{mv_0^2 \sin \theta \cos \theta}{2eE}; \quad y_{max} = \frac{mv_0^2 \sin^2 \theta}{2eE}.$$

Бұл формула (20.12) өрнегінің сәйкес туындыларын нөлге теңестіру арқылы алынады да, электронның ұшу қашықтығы  $L_{max} = 2x_{max}$ , яғни  $L_{max} = \frac{mv_0^2 \sin^2 \theta}{eE}$  болады.

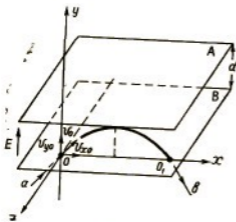
Бұдан  $L_{max} = OO'$  ұшу қашықтығының бөлшектің бастапқы энергиясына тура пропорционал, ал электр өрісінің кернеулігіне кері пропорционал екенін көреміз. Мұндай жазық және квазистатикалық өрістер әр түрлі электровакуумдық приборларда кең түрде қолданылады.

### б) Электронның біртекті магнит өрісіндегі қозғалысы.

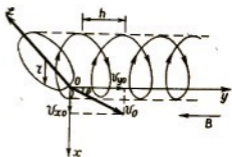
Бұл мәселені талдау үшін де декарттық координаталар жүйесін пайдаланайық.  $I$  осін  $\vec{B}$  векторына қарама-қарсы бағыттаймыз (50-сурет). Бастапқы уақыт моментінде ( $t=0$ ) электронның  $\vec{v}_0$  жылдамдық векторы  $xOy$  жазықтығында жатсын және ол  $v_{x_0}$ ,  $v_{y_0}$  құраушылары арқылы сипатталсын делік. Электр өрісінің жоқтығын және  $B_x = B_z = 0$ ;  $B_y = -B$  болатынын ескеріп (20.7) системасын келесі түрде жазамыз:

$$m \frac{dv_x}{dt} = -e B_y v_z, \quad m \frac{dv_y}{dt} = 0, \quad m \frac{dv_z}{dt} = e B_y v_x. \quad (20.13)$$

Екінші теңдеуді  $t=0$ ,  $v_y = v_{y_0}$  (алғашқы шарт) екендігін ескеріп интегралдасак, онда  $v_y = \text{const} = v_{y_0}$ . Бұдан



49-сурет



50-сурет

электрон жылдамдығының күш сызықтарымен бағыттас құраушысына магнит өрісінің әсер етпейтінін көреміз, (20.13) теңдеулер жүйесіндегі бірінші және үшінші теңдеулерді біріктіре шешу нәтижесінде электрон жылдамдығын уақытпен байланыстыратын теңдеу аламыз:  $\frac{d^2 v_x}{dt^2} + \omega^2 v_x = 0$ , мұндағы  $\omega = \frac{e}{m} B$ . Теңдеудің шешуін мына түрде іздейміз:

$$v_x = A \cos \omega t + C \sin \omega t.$$

(20.13)-тің бірінші теңдеуінен  $v_{z_0} = 0$  болатындықтан, алғашқы шарт бойынша  $t=0$ ,  $v_x = v_{x_0}$  және  $\frac{dv_x}{dt} = 0$  болғанда:  $v_x = v_{x_0} \cos \omega t$  (20.14). Осы теңдеуді дифференциалдасақ және (20.13) теңдеулер жүйесінің біріншісін ескеретін болсақ, онда  $v_z = v_{x_0} \sin \omega t$  (20.15). Соңғы екі теңдеуді квадраттап қосатын болсақ,  $v_x^2 + v_z^2 = v_{x_0}^2 \Leftrightarrow \Rightarrow \text{const}$ .

Бұл теңдеу магнит өрісі электронның толық жылдамдығының (энергиясының) шамасын өзгертпейтінін көрсетеді.

Алғашқы шарттарды ескере отырып (20.14) және (20.15) теңдеулерін интегралдасақ, онда сәйкес түрде мына өрнектерді аламыз:

$$x = \frac{v_{x_0}}{\omega} \sin \omega t. \quad (20.16)$$

$$z = \frac{v_{x_0}}{\omega} (1 - \cos \omega t). \quad (20.17)$$

Қарапайым түрлендіруден кейін (20.16) және (20.17) теңдеуден электрон траекториясының  $xOz$  жазықтығындағы проекциясының теңдеуін табамыз.

$$x^2 + \left(z - \frac{v_{x_0}}{\omega}\right)^2 = \left(\frac{v_{x_0}}{\omega}\right)^2.$$

Бұл — центрі координаталар басынан  $r$  қашықтықта және  $Oz$  осінде орналасқан, радиусы  $r = \frac{v_{x_0}}{\omega}$  болатын шеңбердің теңдеуі болып табылады. Олай болса, электронның қозғалыс траекториясының өзі радиусы  $r = \frac{v_{x_0}}{\omega}$ , қадамы  $h = \frac{2\pi v_{y_0}}{\omega}$  болатын цилиндрлік спираль екен,

мұндағы  $\omega = \frac{eB}{m}$  электронның сол траекториямен қозғалысының жиілігі. Егер электронның  $\vec{v}_0$  жылдамдық векторы магнит өрісінің бағытымен  $\theta$  бұрыш жасайтын болса, онда  $v_{y_0}$ -ді және  $v_{x_0}$ -ді  $v_0$  арқылы келесі түрде өрнектеуге болады:  $v_{x_0} = v_0 \sin \theta$ ,  $v_{y_0} = v_0 \cos \theta$ . Онда  $g$  мен  $h$  шамалары  $\theta$  бұрышы арқылы былай жазылады:

$$r = \frac{mv_0}{eB} \sin \theta \quad \text{және} \quad h = \frac{2\pi mv_0}{eB} \cos \theta. \quad (20.18)$$

Егер электрон магнит өрісіне, оның күш сызықтарына перпендикуляр ( $\theta = 90^\circ$ ) бағытта енетін болса, онда электрон шамасы жағынан тұрақты  $v_0$  жылдамдықпен, радиусы  $r = \frac{mv_0}{eB}$ , ( $h=0$ ) дөңгелек сызады. Бір айналымға қажетті уақыт  $T = \frac{2\pi r}{v_0} = \frac{2\pi m}{eB}$  бөлшектің жылдамдығына тәуелсіз ( $m = \text{const}$ ) шама болып табылады. Бұл шаманы *циклотрондық период* деп, ал оған кері және  $2\pi$ -ге көбейтілген шама *циклотрондық жиілік*  $\omega = \frac{eB}{m}$  деп аталады. Қазіргі кезде циклотрондардың жетілдірілген түрлері — синхроциклотрондар және синхротрондар қолданылады.

Егер  $\theta$  бұрышы өте аз болса (шашырауы аз бөлшектер ағыны), онда бұл жуықтау бойынша (20.18)-ге сәйкес спиральдың  $h$  қадамы берілген  $v_0$  жылдамдықтағы электрон үшін, оның магнит өрісіне ену бұрышына тәуелсіз болады. Бұдан, бойлық магнит өрісінің шашырауы аз бөлшектер ағынының бір нүктеге жинақтайтын қабілеті бар екенін көреміз. Бұл электрондық техникада жиі қолданылады. Фокустаушы қасиет біртекті көлденең магнит өрісінде де бар. Бұл қасиет зарядталған атомдық бөлшектерді (иондарды) меншікті заряды бойынша  $\frac{q}{m}$  жіктеу үшін массоспектрометрлерде қолданылады.

**в) Электронның өзара перпендикуляр электр және магнит өрісіндегі қозғалысы.** Бұл есепті қарастыру үшін  $y$  осін  $\vec{E}$  векторына, ал  $Oz$  осін  $\vec{B}$  векторына қарама-қарсы бағыттаған қолайлы. Айталық  $t=0$  уақыт моментінде,  $O$  нүктесінде электронның жылдамдығы  $v=0$  болсын. Егер таңдап алынған бағыттарды ескерсек, онда  $E_x =$

$=E_z=0, E_y=E, B_x=B_y=0, B_z=-B, \omega = \frac{eB}{m}$  және  
не  $a = \frac{eB}{m}$  арқылы ауыстырсақ (20.8) теңдеуінен:

$$\frac{dv_x}{dt} = \omega v_y, \quad \frac{dv_y}{dt} = a - \omega v_x, \quad \frac{dv_z}{dt} = 0. \quad (20.19)$$

Соңғы теңдеуді интегралдап және  $v_{z_0} = 0$  екенін ескере отырып,  $z=0$  болатынын табамыз, яғни электрон тек  $xOy$  жазықтығында ғана қозғалады (51-сурет). Осы жазықтықтағы электронның қозғалыс теңдеуін табу үшін, (20.19) теңдеулер жүйесіндегі бірінші екі теңдеуді бірге шешеміз. Сонда:

$$\frac{d^2v_y}{dt^2} + \omega^2 v_y = 0.$$

Бұл теңдеудің шешуін келесі түрде іздейміз:

$$v_y = A \cos \omega t + C \sin \omega t.$$

Ал  $t=0$  уақыт моментінде бастапқы  $v_{y_0} = 0$ , бұдан  $A=0$ ; сондықтан  $v_y = C \sin \omega t$ . Осы теңдеуді дифференциалдап, (20.19) теңдеулердің екіншісімен салыстырып,  $t=0$  моментінде  $v_{x_0} = 0$  екенін ескеріп,  $C = \frac{a}{\omega}$  болатынын табамыз, бұдан:

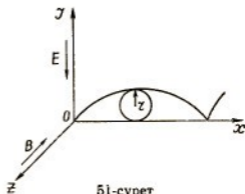
$$v_y = \frac{a}{\omega} \sin \omega t \quad (20.20)$$

(20.18) теңдеулер жүйесінің біріншісіне (20.20) теңдеуді қойып, алғашқы шарт бойынша  $v_{x_0} = 0$  екенін ескере отырып интегралдасақ,

$$v_x = \frac{a}{\omega} (1 - \cos \omega t). \quad (20.21)$$

(20.20) және (20.21) теңдеулерін интегралдап,  $x$  және  $y$  координаттарының уақытқа тәуелділігін сипаттайтын екі теңдеу аламыз:

$$x = \frac{a}{\omega^2} (\omega t - \sin \omega t), \quad y = \frac{a}{\omega^2} (1 - \cos \omega t). \quad (20.22)$$



51-сурет

Бұл теңдеулерге қарағанда электронның қозғалыс траекториясы циклоида болып шығады. Ол радиусы  $r = \frac{a}{\omega^2} = \frac{mE}{eB^2}$  болатын диск  $x$  осінің бойымен  $v_x = \frac{a}{w} = \frac{E}{B}$

жылдамдықпен домалағанда оның қырында орналасқан нүктенің,  $x$  осінің бойымен сызып шығатын қисығы. Циклоида бойымен электронның жүріп өту уақыты

$$T_e = \frac{2\pi r}{v_x} = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi m}{eB}.$$

Қарастырылған заңдылықтар электроннан басқа да бөлшектердің өзара айқасқан электр және магнит өрісінде қозғалысын талдауға мүмкіндік береді. Сонымен қатар бұл заңдылықтардың магнетрондар мен амилитрондар және т. б. жұмыс принципін түсінуде елеулі мәні бар.

## § 21. ОСЬТІК СИММЕТРИЯЛЫ ЭЛЕКТР ЖӘНЕ МАГНИТ ӨРІСІНДЕ ЭЛЕКТРОНДАРДЫҢ ҚОЗҒАЛУЫ

Осьтік симметриялы электр және магнит өрісіндегі электронның қозғалысы практикада жиі қолданылады. Электрондар шоғын жасауда қолданылатын электростатикалық және магниттік линзалар сол сияқты электрондық прожекторлар, ауытқытушы жүйелер экрандар және нысаналар да электронның осындай қозғалысының заңдарына негізделген.

а) **Осьтік симметриялы электростатикалық өрістегі электронның қозғалысы.** Есепті шешу үшін цилиндрлік координаттар жүйесін қолданған қолайлы ( $r, \theta, z$ , мұндағы  $z$  — жүйесінің осі бойымен алынған қашықтық,  $r$  —  $Oz$  осінен қашықтық,  $\theta$  — бұрыштық координат). Сонда осьтік симметриялы электр өрісінің потенциалы  $U(r, z)$  функциясымен анықталады да, өріс аксиальды симметриялы болғандықтан,  $\frac{\partial U}{\partial \theta} = 0$ . Аксиальды симметриялы өріс кернеулігінің екі құраушысы ғана болады: радиальды құраушы  $E_r = -\frac{\partial U(r, z)}{\partial r}$  және осьтің бойымен бағытталған құраушы  $E_z = -\frac{\partial U(r, z)}{\partial z}$ .

Егер кеңістікте заряд болмаса онда,  $\rho = 0$  болып, (20.4) Пуассон теңдеуі цилиндрлік координаттар жүйесінде келесі түрде жазылады:



$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \frac{1}{z} \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} = 0. \quad (21.1)$$

Бұл теңдеуді ең қарапайым электродтар үшін шешудің өзі өте қиын. Сондықтан көпшілігінде электростатикалық өрісті есептеудің сандық әдістері немесе электрон-аралық кеңістіктегі потенциалдың таралуын есептейтін эксперименттік өлшеу әдістері қолданылады. Бұл жерде біз (21.1) теңдеуінің шешуін тек электрон  $Oz$  осінен өте аз ауытқитын жағдайын, яғни параксиальды жуықтау жағдайын ғана қарастырамыз. Бұл жағдайда  $U(r, z)$ -ті  $r$ -дің дәрежесіне байланысты қатар түрінде алуға болады:

$$U(r, z) = U_0(z) + U_2(z)r^2 + U_4(z)r^4 + \dots \quad (21.2)$$

Мұндағы  $U_0(z)$  шамасы потенциалдың ось бойымен ( $r=0$ ) таралуын анықтайды. (21.2) қатарды екі рет  $r$  және  $z$  бойынша дифференциалдап, шыққан  $\frac{\partial^2 U}{\partial z^2}$ ,  $\frac{\partial U}{\partial z}$  және  $\frac{\partial^2 U}{\partial r^2}$  мәндерін (21.1) теңдеуіне қойып және  $r$ -дің бірдей дәрежелерінің алдындағы коэффициенттердің қосындысының нөлге тең екендігін пайдаланып, келесі өрнекті жаза аламыз:

$$\frac{\partial^2 U_0(z)}{\partial z^2} + 4U_2(z) = 0; \quad \frac{\partial^2 U_2(z)}{\partial z^2} + 16U_4(z) = 0.$$

Бұдан

$$U_2(z) = -\frac{1}{4} \frac{\partial^2 U_0(z)}{\partial z^2}; \quad U_4(z) = \frac{1}{64} \frac{\partial^2 U_2(z)}{\partial z^2}$$

немесе жалпы түрде  $U_{2k} = (-1)^k \frac{\partial^{2k} U_0(z)}{2^{2k} (k!)^2 \partial z^{2k}}$ .

Егер анықталған  $r^k$  коэффициенттерінің мәнін (21.2) қатарға қойсақ, аксиальды симметриялы өрістің потенциалы үшін мынадай өрнек шығады:

$$\begin{aligned} U(r, z) &= U_0(z) - \frac{1}{4} r^2 \frac{\partial^2 U_0(z)}{\partial z^2} + \dots = \\ &= \sum (-1)^k \left(\frac{r}{2}\right)^{2k} \frac{\partial^{2k} U_0(z)}{(k!)^2 \partial z^{2k}}. \end{aligned} \quad (21.3)$$

Енді электростатикалық аксиальды симметриялы өріс кернеулігінің құраушыларын табуға болады:

$$\begin{aligned} E_r &= -\frac{\partial U(r, z)}{\partial z} = \frac{r}{2} \frac{\partial^2 U_0(z)}{\partial z^2} - \frac{r^3}{16} \frac{\partial^4 U_0(z)}{\partial z^4} + \dots, \\ E_z &= -\frac{\partial U(r, z)}{\partial z} = -\frac{\partial U_0(z)}{\partial z} + \frac{r^2}{4} \frac{\partial^3 U_0(z)}{\partial z^3} + \dots \end{aligned}$$

Параксиальды жуықтаумен шектеліп, бұл тендеудегі  $r$ -дің жоғарғы дәрежесі бар барлық мүшелерді ескермей, мынадай тендеулер аламыз:

$$E_r = \frac{r}{2} \frac{\partial^2 U_0(z)}{\partial z^2}, \quad (21.4); \quad E_z = - \frac{\partial U_0(z)}{\partial z}. \quad (21.5)$$

Алынған тендеуді пайдаланып электронға әсер етуші радиальды күштің шамасын анықтаймыз:  $F_r = -e E_r = - \frac{er}{2} \frac{\partial^2 U_0(z)}{\partial z^2}$ . Бұл өрнектен, егер  $\frac{\partial^2 U_0(z)}{\partial z^2} > 0$  болса, онда радиальды күш система осіне қарай бағытталатындығы байқалады (жинағыш линза жасауға болады). Егер  $\frac{\partial^2 U_0(z)}{\partial z^2} < 0$  болса, онда  $F_r$  осьтен сыртқары қарай бағытталған (шашыратқыш линза алуға болады).

Магнит өрісі болмаған жағдайда (21.3) арқылы өрнектелетін өрістегі электронның (21.2) қозғалыс тендеуі былай жазылады:

$$\frac{\partial^2 z}{dt^2} = \frac{e}{m} \frac{\partial U(r, z)}{\partial z}; \quad \frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{e}{m} \frac{\partial U(r, z)}{\partial r}. \quad (21.6)$$

(21.4) және (21.5) ескеріп, бұл екі тендеуді біріктіруге болады:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} + \frac{1}{2U_0(z)} \frac{dU_0(z)}{dz} \frac{dr}{dz} + \frac{1}{4U_0(z)} \frac{d^2 U_0(z)}{dz^2} r = 0. \quad (21.7)$$

Бұл тендеу электрондық оптиканың аксиальды симметриялы электростатикалық өрістердегі негізгі тендеуі болып табылады. Тендеуге қозғалыстағы бөлшектің заряды мен массасы енгендіктен, бұл тендеу тек электронның қозғалыс траекториясын ғана емес, сонымен бірге аксиальды симметриялы электр өрісінде қозғалған басқа да зарядталған бөлшектердің траекториясын сипаттай алады.

**б) Осьтік симметриялы магнит өрісіндегі электронның қозғалысы.** Бұл жағдайда да цилиндрлік координаталарды пайдаланған жөн. Магниттік индукция векторымен  $\vec{B} = \text{rot} \vec{A}$  (21.8) түрінде байланыста болатын  $A$  векторлық потенциал ұғымын ендіреміз. Цилиндрлік координаталар жүйесінде (21.8) үш тендеуге бөлінеді:

$$B_z = (\text{rot} \vec{A})_z = \frac{1}{z} \left[ \frac{\partial}{\partial r} (r A)_y - \frac{\partial A_r}{\partial y} \right], \quad (20.9)$$

$$B_r = (\text{rot} \vec{A})_r = \frac{1}{r} \left[ \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial z} (r A_y) \right],$$

$$B_y = (\text{rot } \vec{A})_y = \frac{\partial A_r}{\partial r} - \frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r}.$$

Осьтік симметриялы магнит өрісінде магниттік индукция векторының азимутальды құраушысы  $B_y$  нөлге тең, ал векторлық потенциалдың тек азимутальды құраушы  $A_\phi = A$  ғана болады, онда (21.9) мынадай қарапайым түрге келеді:

$$B_z = \frac{1}{z} \frac{\partial}{\partial r} (r A_\phi), \quad B_r = - \frac{\partial A_\phi}{\partial z}, \quad B_y = 0. \quad (21.10)$$

Магнит өрісіндегі электр тогы жоқ бөлікті қарастырайық, онда  $\text{rot } \vec{B} = 0$ , сондықтан былай жазуға болады:

$$\text{rot } \vec{B}_\phi = \frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} = 0 \quad (21.11)$$

(21.10) теңдеуден  $\frac{\partial B_r}{\partial z}$  және  $\frac{\partial B_z}{\partial r}$  шамаларын тауып және (21.11)-ге қойып, оське қарағанда симметриялы электростатикалық өріс жағдайындағы (20.12)-ге ұқсас теңдеу аламыз:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r} - \frac{A}{r^2} = 0. \quad (21.12)$$

Тағы да (21.12) теңдеуінің шешуін  $r$ -дің дәрежесінің өсуіне байланысты қатар түрінде іздейміз. Бір ескеретін нәрсе — симметриялық қасиет  $A$ -да емес,  $B$  магниттік индукция да болады. Мұның екіншісі біріншісін дифференциалдау арқылы табылады. Сондықтан іздестіріліп отырған қатарда тек  $r$ -дің тақ дәрежелі мүшелері болуы тиіс:

$$A(r, z) = A_1(z)r + A_3(z)r^3 + A_5(z)r^5 + \dots \quad (21.13)$$

Осьтік симметриялы электростатикалық өріс жағдайындағы тәрізді (21.13) теңдеуді (21.12)-ге қойып,  $r$ -дің бірдей дәрежелерінің коэффициенттерінің қосындысын нөлге теңеп, барлық коэффициенттерін  $B_0(r)$  арқылы өрнектеп, (21.13)-ті былай түрлендіруге болады:

$$A(z, r) = \frac{1}{2} B_0(z) \cdot r - \frac{1}{16} r^3 \frac{\partial^2 B_0(z)}{\partial z^2} + \frac{r^5}{384} \frac{\partial^4 B_0(z)}{\partial z^4}. \quad (21.14)$$

Сонымен, жүйе бойымен магниттік индукция таралуы белгілі болса, онда осьтік симметриялы магнит өрісі жағдайындағы өрістің толық бейнесін есептеуге болады.

Енді (21.2) теңдеудің шешуін электр өрісі жоқ жағ-

дайға сәйкес қарастырамыз. Онда осьтік симметриялы өріс жағдайында цилиндрлік координаталар жүйесінде электронның қозғалыс теңдеуі келесі түрде жазылады:

$$\begin{aligned}
 m \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} &= -e \left( \frac{dr}{dt} B_\psi - r \frac{d\varphi}{dt} B_r \right), \\
 m \left( \frac{d^2 r}{dt^2} - \frac{dr}{dt} \varphi^2 \right) &= -e \left( r \frac{d\varphi}{dt} B_z - z B_\psi \right), \\
 \frac{m}{r} \frac{d}{dt} \left( r^2 \frac{d\varphi}{dt} \right) &= -e \left( \frac{dz}{dt} B_r - \frac{dr}{dt} B_z \right).
 \end{aligned} \quad (21.15)$$

Жоғарыда айтылғандай  $B_\psi = 0$  және  $A_\psi = A$  болатынын және (21.10) теңдеуді ескеріп, осьтік симметриялы магнит өрісіндегі электронның қозғалыс теңдеуін жазамыз:

$$\begin{aligned}
 m \frac{d^2 z}{dt^2} &= -er \frac{d\varphi}{dt} \frac{\partial A}{\partial z}, \\
 m \left[ \frac{d^2 z}{dt^2} - r \left( \frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \right] &= -e \frac{d\varphi}{dt} \frac{\partial}{\partial r} (r A), \\
 m \frac{d}{dt} \left( r^2 \frac{d\varphi}{dt} \right) &= e \frac{d}{dt} (r A).
 \end{aligned} \quad (21.16)$$

Егер магнит өрісіне енерде электрон жылдамдығының азимутальдық құраушысы жоқ болса, онда (21.16) теңдеулер системасының соңғы теңдеуін интегралдап, мынадай өрнек аламыз:

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{e}{m} \frac{A}{r} \quad (21.17)$$

Магнит өрісінің параксиальдығын ескеріп, (21.14) теңдеудегі бірінші қосылғыштан басқа барлық қосылғыштарды ескермеуге болады, сонда

$$A = \frac{r}{2} B_0(z) \quad (21.18)$$

Бұл табылған  $A$  шамасын (21.17)-ге қойсақ:

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{e}{2m} B_0(z).$$

Бұл (21.18) теңдеу осьтік симметриялы магнит өрісінде жылдамдықтың азимутальды құраушысы пайда болатынын және оның магниттік индукциясы  $Oz$  осінің бойымен таралуына байланысты екенін көрсетеді. Электронның меридиандық жазықтықтағы қозғалыс траекториясының теңдеуін алу үшін, магнит өрісі электронның

қозғалыс жылдамдығының шамасын өзгертпейтінін ескере отырып, электронның магнит өрісіне енер кездегі  $v$  жылдамдығын (20.6) теңдеуге сәйкес  $U_0$  потенциалы арқылы өрнектейміз. Сонда параксиальды жуықтау жағдайы үшін:

$$v_z = \frac{dz}{dt} = v = \sqrt{\frac{2e}{m}} U_0 \quad (21.20)$$

бұдан

$$\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{dz} \frac{dz}{dt} = v \frac{dr}{dz}; \quad \frac{d^2r}{dt^2} = \frac{2e}{m} U_0 \frac{d^2r}{dz^2}. \quad (21.21)$$

(21.18) теңдеуді дифференциалдасак:

$$\frac{\partial A}{\partial r} = \frac{1}{2} B_0(z) \quad \text{немесе} \quad \frac{\partial}{\partial r} (r A) = r B_0(z). \quad (21.22)$$

(21.16) системасының екінші теңдеуіне (21.17) және (21.21)-ді қойсак, мынадай өрнек шығады:

$$\frac{d^2r}{dt^2} = - \frac{e^2}{4m^2} r B_0^2(z). \quad (21.23)$$

(21.21) және (21.23) теңдеулеріндегі  $\frac{d^2r}{dt^2}$  шамаларын теңестірсек:

$$\frac{d^2r}{dt^2} + \frac{e}{8m U_0} r B_0^2(z) = 0 \quad (21.24)$$

Осы теңдеу меридиан жазықтығындағы электронның қозғалыс теңдеуі болып табылады. Бірақ (21.21) теңдеуінің көрсетуі бойынша ол магнит өрісінің осін айнала бұрылатындығы байқалып тұр. Сондықтан электрон траекториясын толық суреттеу үшін, меридиан жазықтығындағы  $\varphi$  бұрылу бұрышының  $z$  координатасына тәуелділігін көрсететін тағы бір теңдеу қажет. Мұндай теңдеуді

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{d\varphi}{dz} \frac{dz}{dt} = v \frac{d\varphi}{dz}$$

ауыстыру арқылы (21.21)-ден оңай шығарып алуға болады. Сонда:

$$\frac{d\varphi}{dz} = \frac{1}{v} \frac{d\varphi}{dt} = \sqrt{\frac{e}{8m U_0}} B_0(z).$$

Келтірілген (21.24) және (21.25) теңдеулерінің сызықтығынан магнит өрісі көмегімен электрондық линза жасауға болады деген қорытынды шығады. Алынған тең-

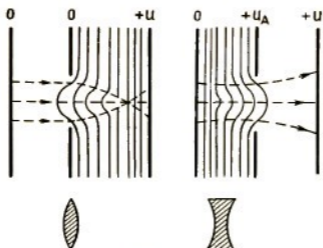
деулерді талдап қарасақ, бөлшек траекториясының берілген жағдайда меншікті зарядқа байланысты екенін көреміз. Ал  $\frac{d^2r}{dt^2}$  барлық уақытта теріс және  $V_0^2(z)$  барлық уақытта оң (21.24) болғандықтан, осьтік симметриялы магнит өрісі көмегімен шашыратқыш линза жасауға болмайды. Оның осьтік симметриялы электр өрісінен айырмашылығы осында.

## § 22. ЭЛЕКТРОНДЫҚ ОПТИКА ЖӨНІНДЕ ҰҒЫМ

Алдыңғы екі параграфта алынған қорытындылар электростатикалық және магнит өрістер көмегімен зарядталған бөлшектер ағынының (сәуленің) қозғалысын басқаруға болатынын көрсетеді. Бұл қорытындылар электрониканың *электрондық оптика* деп аталатын тарауының физикалық негізін құрайды. Электрондық оптика электр және магнит өрістері көмегімен зарядталған бөлшектер ағынының таралуын, бұрылып және фокусталуын басқару жөніндегі ілім. Зарядталған бөлшектердің сәйкес өрістердегі қозғалысы мен жарықтың таралуы арасында өте жақсы ұқсастық бар. Электрондық оптикада да, жарық оптикасындағы тәріздес, электр және магнит өрістері көмегімен айна (электрондық айна), призма (ауытқытушы системалар), линза (электрондық линза), тіпті күрделі электронды оптикалық құралдар (электрондық прожектор, электрондық микроскоп) жасауға болады.

Біз білетін кәдімгі оптикада көптеген құбылыстар геометриялық оптика тұрғысынан қарастырылады да, тек қажетті жағдайларда ғана толқындық оптика әдістері қолданылады. Толқын ұзындығы азая келе толқындық оптика геометриялық оптикаға ауысатыны белгілі. Дәл сол секілді электрондық оптиканың да көптеген мәселелерін дискретті бөлшектердің қозғалысын сипаттайтын геометриялық электрондық оптика тұрғысынан қарастырған тиімді. Дегенмен, көп ретте электрондық оптикада толқынды-механикалық ұғымдарды пайдалануға тура келеді. Бұл жағдайда құбылыстар, жарық оптикасындағы Максвелл теңдеуі секілді, электрондық оптикада Шредингер теңдеуі арқылы сипатталады.

Біз алдыңғы параграфтарда бөлшектердің сыртқы, яғни бөгде өріс көздері жасаған, өрістегі қозғалысын қарастырдық. Бірақ бөлшектің қозғалысына әсер ететін

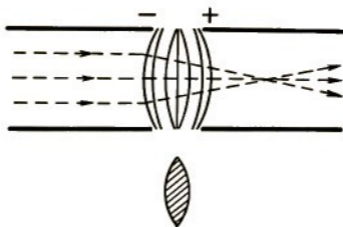


52-сурет

ішкі өрістер де бар, олар: берілген көлемдегі зарядталған бөлшектер пайда ететін электр өрісі және зарядталған бөлшектердің ағыны тудыратын магнит өрісі, электронды-оптикалық приборларды жасағанда бұл өрістерді де ескеру керек. Жарық оптикасында байқалатын кескіннің бұзылуы (абберация) электрондық оптикада да кездеседі. Зарядталған бөлшектерді шығаратын, оларды шағылдыратын немесе өткізетін объектілердің кескінін алу принципі геометриялық оптикадағы кескінді салу принципімен бірдей. Енді электронды-оптикалық системаның ең қарапайым бөліктерін қарастырайық.

**а) Электростатикалық электрондық линза.** Электростатикалық линзалар электровакуумдық приборлардың бір деталі болып табылады, оның типі мен конструкциясы қолданылатын орнына қарай таңдап алынады. Линзаның сыртқы көрінісі, электродтарының формасы және үлкендігі әр түрлі құралдар әр түрлі болып келеді. Бұл жерде біз линзалардың негізгі типтерін сипаттаумен ғана шектелеміз.

**Линза — диафрагма — ең қарапайым электростатикалық электрондық линза.** Ол кеңістіктегі кернеуліктері әр түрлі болатын біртекті екі өрісті бөліп тұратын металл экранның саңылауында түзіледі. Дербес жағдайда диафрагманың бір жағындағы өріс нөлге тең болуы да мүмкін. 52-суретте сәуле шығарушы жазықтығының потенциалдары нөлге тең болатын екі линза — диафрагманың (жинағыш және шашыратқыш) өрістері мен электрондық сәулелерінің жүрісі көрсетілген.



53-сурет

**Инверсиялық линзалар** — екі жағындағы облыстардың потенциалы тұрақты, бірақ шамасы әр түрлі болатын линза. Ол оптикалық линзаға ұқсастығына байланысты инверсиялық деп аталған. Мұндай линза екі коаксиальды диафрагманың немесе екі цилиндрдің жүйесінен түзіледі. 53-суретте екі цилиндрден құралған инверсиялық линза мен эквипотенциал беттердің көрінісі берілген. Электрондық сәулелер траекториясы пунктирмен көрсетілген. Инверсиялық линза тек қана жинағыш линза бола алады, екі жағындағы облыстың потенциалының шамасы әр түрлі болғандықтан инверсиялық линза электрондарды тек фокустап қана қоймай, оларды жылдамдата да, баяулата да алады.

**Жекеленген линза** — екі жағында тұрақты және бірдей потенциалдар облысы бар линза (54-сурет). Мұндай линза жекеленген шыны линзаға ұқсайды. Коаксиальды электродтар (диафрагмалар мен цилиндрлер) жүйесі жекеленген линза құрайды. Егер ортаңғы электродтың потенциалы теріс, ал шеткілері оң және өзара жалғанған болса, онда жекеленген электрондық линза ортасы дөнес, шеті жазық-ойыс шыны линзаға ұқсас болып шығады. Егер электрод полюстерін алмастырсақ, орта бөлігі қос ойыс, шеті жазық-дөнес линза пайда болады. Жекеленген линза — қашан да жинағыш линза. Практикада жекеленген линзалар, көпшілігінде, электрондық микроскоптың объективтік және проекциялық линзасы ретінде қолданылады.

**б) Магниттік электрондық линзалар.** Электрондық линзаларды осьтік симметриясы бар магнит өрісі көме-

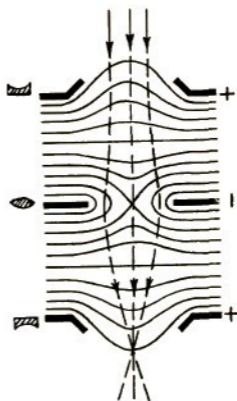


гімен жасауға болады. Мұндай линзаларда қысқа және ұзын магниттік линзалар деп екіге бөледі. Қысқа магниттік линза тогы бар қысқа (жұқа) катушканың әртекті аксиаль симметриялы магнит өрісі көмегімен жасалады (55-сурет). Ең қарапайым қысқа магниттік линза — *дөңгелек ток*.

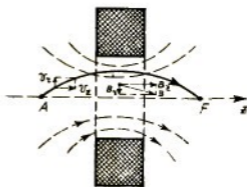
Бұл жағдайда электрондар өрістің  $H_z$  бойлық құраушысының әсерінен ғана емес,  $H_r$  радиалдық құраушысының есебінен де бұрылады. А нүктесінен шыққан барлық электрондар параксиальды жуықтағанда  $F$  нүктесінде фокусталады.

Магниттік линзаларды тұрақты магниттерден де, электромагниттерден де жасауға болады, бірақ электромагниттерден жасалған линзалар кеңірек таралған. Магниттік линзалар электростатикалық линзаларға қарағанда дәлірек фокустайды, сондықтан олар жоғары сапалы кескін шығарып алу қажет болған жағдайларда қолданылады. Бірақ олардың массасы үлкен және экономикалық жағынан тиімсіз.

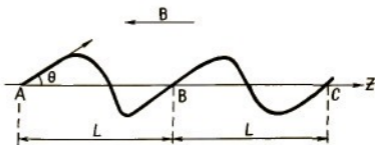
Ұзын магниттік линза электрон қозғалысының бүкіл траекториясы бойына созылып жатқан тұрақты магнит өрісі арқылы жасалады. Жоғарыда (§ 21. 6) біз жылдамдығы  $Oz$  осімен өте аз бұрыш жасайтын электрон (параксиальды)  $Oz$  осі бағытында бір айналым жасап



54-сурет



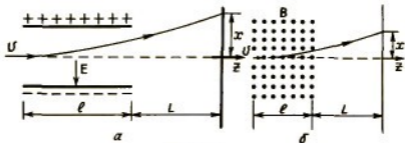
55-сурет



56-сурет

$L$  қашықтықта  $Oz$  осіне қайтып оралатынын көргенбіз. Егер (56-сурет)  $A$  нүктесінен  $Oz$  осінің бойымен шашыраңқы (параксиальды) электрондар шоғын жіберсек, онда олар  $BC$  және с. с. нүктелерде тоғысады. Ұзын магниттік линза белгілі қашықтықтарды өткен сайын қайталанып отыратын тура кескін береді. Үлкейтуі —  $1:1$ .

**в) Ауытқытушы жүйелер (призмалар).** Электровакуумдық приборларда көбіне зарядталған бөлшектерді түзу сызықты бағытынан ауытқытуға тура келеді. Осы мақсат үшін, *электрондық призма* деп аталатын ауытқытушы өрісті беретін, электр не магнит өрісі пайдаланылады. Көпшілік жағдайда ауытқытушы өріс ретінде (57-сурет) жазық конденсатор пластиналарының немесе магниттің жазық ұштарының арасындағы өріс қолданылады. Магниттік индукция векторы  $\vec{B}$  сурет жазықтығына перпендикуляр бағытталған. Өрістің өлшемі  $I$ , экранға дейінгі қашықтығы  $L$  электронның бастапқы жылдамдығы  $v$  және өріс кернеуліктері белгілі болғанда, электронның бастапқы бағытынан ауытқу шамасы  $x$ -ті оңай есептеп табуға болады. Электрондық токты қалаған бағытқа ауытқыту үшін, өрістері бір-біріне перпендикуляр екі ауытқытушы жүйе жұбын алады. Біртекті магнит өрісін алу үшін, ферромагнитті өзекшелі тоғы бар ка-



57-сурет

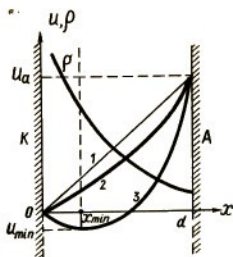
тушка пайдаланылады. Бұл магниттік индукция векторының шамасын өзгертіп отыруға мүмкіндік береді. Электрондық сәулені ауытқыту мақсатында біртекті электр немесе магнит өрісінің қайсысын пайдаланылатыны қойылып отырған мәселе сипатына байланысты.

г) **Электрондық айналар.** Электростатикалық электрондық линза осінің қандай да бір нүктесінде потенциал электрон шығаратын кездегі потенциалдан аз болса, онда ол электронды кері бағытқа бұратын қасиетке ие болады, сөйтіп электрондық айна береді. Мысалы, жеке-ленген электрондық линзаның ортанғы электродын барынша күшті теріс зарядтап, барлық электрондарды кері бағытқа бұруға болады. Бірақ электрондық айналар өте сирек қолданылады.

### **§ 23. КӨЛЕМДІК ЗАРЯДЫ БАР ЖАҒДАЙДАҒЫ ВАКУУМДАҒЫ ТОК**

Осы кезге дейінгі біз қарастырған электр және магнит өрісіндегі электрон қозғалысының мысалдарында электрон қозғалатын көлемдегі кеңістік зарядтың тығыздығы өте аз немесе толығымен жоқ деп есептелді. Көпшілік жағдайда мәселені бұлай қарастыру электрон қозғалысы жөніндегі есептерді шешуді жеңілдетеді. Дегенмен, кеңістіктік зарядты тіпті елемей кетуге болмайды. Әсіресе ондай жағдай термоэлектрондық катоды бар электрондық приборларда жиі кездеседі. Термоэлектрондық катод маңайында тығыздығы өте үлкен кеңістіктік заряд пайда болады да, ол электродтар арасындағы потенциалдардың таралуына және катодтан ұшып шығатын электрондар санының өзгеруіне едәуір ықпалын тигізеді. Мұндай жағдайда электродтар арасындағы тоқты кеңістік заряд тоғынан ажырата білген жөн. Кеңістіктік заряд тоғы мен ол ток бар жағдайдағы потенциалдың таралуы жөніндегі мәселені теория жүзінде тек конфигурациясы өте қарапайым электродтар үшін ғана шешуге болады. Бұл параграфта біз тек жазық және цилиндрлік электродтарды ғана қарастырамыз.

а) **Жазық электродтар.** Вакуумда бір-бірінен  $d$  қашықтықта орналасқан, өзара параллель екі  $K$  және  $A$  жазық электрод алайық. Оларға  $U_a$  потенциалдар айырымы түсірілген болсын және электродтардың бірі (катод  $K$ ) электродтар аралығындағы кеңістікке бастапқы жылдамдығы нөлге тең болатын электрондар шығаратын болсын. Егер ұшып шығатын электрондар өте аз



58-сурет

болатын болса, онда олар электродтар аралығындағы потенциалдың таралуына айтарлықтай әсерін тигізе алмайды (§ 20. а)  $\rho=0$  жағдай). Олар үдеткіш электр өрісінің әсерінен координатасы  $x$ -ке тең нүктеде мынадай кинетикалық энергияға ие болады:  $\frac{m_0 v_e^2}{2} =$

$= e \frac{U_a}{d} x$ , мұндағы нүкте потенциалы координатаға байланысты сызықты функция (58-сурет, 1-кисық). Электронның қозғалыс жылдамдығы былай өрнектеледі:  $v_e = \sqrt{\frac{2e}{m_0} \frac{U_0}{d} x}$ . Мұндай жағдайда  $A$  анодтағы ток  $U_a$  потенциалдар айырымына байланыссыз болады да,  $K$  катодтың эмиссия тогының шамасына тең болады.

Енді катод электродтар аралығындағы кеңістікке бастапқы жылдамдығы ноль болатын электрондарды көп мөлшерде эмиссиялайтын жағдайын құрастырайық. Онда  $K$  катодтан  $A$  анодқа қарай қозғалған электрондар электродтар аралығындағы кеңістікте потенциалдың таралуына әсер ететіндей көлемдік заряд тудырады, енді оның тығыздығын ескермей кетуге болмайды. Өрісті есептеу үшін (20.4) Пуассон тендеуін пайдалану керек. Қарастырылып отырған жағдай үшін бұл тендеу мынадай түрде жазылады:

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = - \frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (23.1)$$

Алғашқы шарттар:  $x=0$  болғанда,  $U=0$ ,  $\frac{dU}{dx} = 0$ ;  $v_e = 0$ , ал  $x=d$  болғанда,  $U=U_a$ . Егер электрод аралығындағы токтың тығыздығын  $j$  десек, онда ол былай анықталады:

$$j = -\rho v_e. \quad (23.2)$$

Екінші жағынан электронның жылдамдығы  $U$ -дың мәніне байланысты екені белгілі:

$$v_e = - \sqrt{\frac{2e}{m_e} U} \quad (23.3)$$

(23.2) және (23.3) мәндерін (23.1)-ге қойып, мынадай теңдеу аламыз:

$$\frac{d^2U}{dx^2} = \frac{j}{\epsilon_0} \frac{1}{\sqrt{\frac{2e}{m_e} U}} = \frac{K}{\sqrt{U}}, \text{ мұндағы } K = \frac{j}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m_e}{2e}}. \quad (23.4)$$

Алғашқы шарттарды ескере отырып және (23.4)-ті  $2 \frac{dU}{dx}$ -ке көбейтсек:  $\frac{dU}{U^{1/4}} = 2 \sqrt{K} dx$  Интегралдасақ:

$$\frac{4}{3} U^{3/4} = 2 \sqrt{K} x. \text{ Бұл теңдеуден потенциалдың } x\text{-ке тәу-}$$

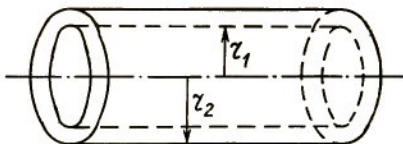
елділігі:  $U = U_a \left(\frac{x}{d}\right)^{4/3}$  және электрондық ток тығыздығының  $U$ -ға байланыстылығы шығады. Ақырында

(23.1) теңдеуінен  $\rho = -\frac{4\epsilon_0 U_a}{9d^2} \left(\frac{d}{x}\right)^{2/3}$  екенін табамыз.

58-суретте келтірілген  $U(x)$  (2-қисық) және  $\rho(x)$  графиктерінен, катодқа жақындаған сайын кеңістіктік зарядтың тығыздығы тез өсіп кететінін көреміз. Шекаралық шарттарды пайдаланып,  $d$ -ның белгілі мәні үшін анодтық ток тығыздығының түсірілген кернеуге тәуелділігін анықтаймыз:

$$j = c' U^{3/2}, \text{ мұндағы } c' = \frac{4\sqrt{2}}{9} \frac{\epsilon_0}{d^2} \sqrt{\frac{e}{m_e}}. \quad (23.6)$$

Жазық электродтар үшін алынған бұл теңдеуді «екіден үш» заңы деп атайды, оны 1909 ж. Чайльд және Ленгмюр тағайындаған болатын. Бұл «екіден үш» заңын қорыту кезінде катодтан шығатын электрондар жылдамдығы нөлге тең деп есептеледі. Алайда нақты катодтардан термоэлектрондық эмиссия кезінде шығатын электрондардың жылдамдықтары әр түрлі болады және олардың  $Ox$  осі бағытындағы проекциялары да әр түрлі. Олар катод бетіне жақын жерде, жазық катод пен анод аралығындағы кеңістікте потенциалдың таралуына елеулі әсер жасайтын электрондық бұлт (теріс көлемдік заряд) түзеді. Жылдамдығы теріс көлемдік зарядты жеңуге жеткіліксіз болатын электрондардың бір бөлігі катодқа қайтып оралады. Мұның өзі катодтан белгілі бір  $x_{min}$  қашықтықта потенциалы минимальді  $U_{min}$  болатын жазықтық бар екенін көрсетеді. Потенциалдың осындай электродтар аралығындағы кеңістікте таралуы 58-суретте (3-қисық) көрсетілген. Катодтан шығатын электрондардың бастапқы жылдамдығын ескеретін жазық электрод-



59-сурет

тар үшін вольтамперлік характеристиканың теориясын Ленгмюр тағайындады. Мынаны атап өту керек, анодтық ток катодтан алынатын токтың 10%-нен аз болған жағдайда электрондардың бастапқы жылдамдығын ескеру өте маңызды. Катодтың эмиссия тогына жақын болатын орта және үлкен токтар үшін (23.6) теңдеуін қолдана беруге болады. Шындығында анодтық токтың анодтық кернеуге байланысты өсуі анодтық ток катодтан алынатын токқа теңелгенше ғана, осы моменттен бастап анодтық ток қанығады. Ал қанығу күйіне (23.6) теңдеуін пайдалануға болмайтыны түсінікті. Бұл айтылғандарды қызған катоды бар вакуумдық диодтың вольтамперлік характеристикасы толық дәлелдейді (§ 14).

**б) Цилиндрлік электродтар.** Радиустары  $r_1$  және  $r_2$  (59-сурет) екі концентрлі цилиндрлік электродтар аралығында электродтардың қозғалысы туралы есеп практикалық тұрғыдан маңызды болып табылады. Түсініктірек болу үшін, радиусы  $r_1$  ішкі цилиндрді катод, ал радиусы  $r_2$  сыртқы цилиндрді анод деп алайық. Онда (20.4). Пуассон теңдеуі цилиндрлік координаттар жүйесінде мына түрде жазылады:

$$\Delta^2 U = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{dv}{dt} \right) = - \frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (23.7)$$

Қатодтан анодка бағытталған электрондар ағыны цилиндрлік электродтар аралығында көлемдік зарядты пайда етеді. Электрод аралығындағы, кеңістіктегі ток тығыздығы радиус бойымен алғанда тұрақты болмайтындықтан, катодтың бірлік ұзындығынан анодтың бірлік ұзындығына келетін электрондық ток өрнегін іздейік. Бұл ток күшін  $i$  арқылы белгілейік. Дәл осындай  $i$  тогы катод және анодпен бір осьте жататын, радиусы  $r$  бола-

тын кез келген цилиндрдің бірлік ұзындығынан ағып өтеді, яғни  $r_1 < r < r_2$  сондықтан

$$i = -2\pi r \rho v. \quad (23.8)$$

(23.7), (23.8) және (23.3) теңдеулерінен қарастырылып отырған есептің дифференциалдық теңдеуін аламыз:

$$r \frac{d^2 U}{dr^2} + \frac{dU}{dr} = \frac{i}{4\pi \epsilon_0} \sqrt{\frac{2m_e}{e}} U^{-1/2}. \quad (23.9)$$

Қанығу режимі болмаған жағдайда және катод бетіндегі алғашқы шарттар  $U=0$ ,  $\frac{dU}{dr}=0$  үшін бұл теңдеудің шешімі мынадай болады:

$$i = \frac{8\pi \epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \cdot \frac{U_a^{3/2}}{\beta^2 r_2}. \quad (23.10)$$

Бұл шешімді әр түрлі жолмен 1923 жылы американ физигі Ленгмюр және Москва университетінің профессоры С. А. Богуславский тапқан болатын. Мұндағы  $U_a$  — анод пен катод аралығындағы потенциалдар айырымы,  $\beta$  —  $\frac{r_2}{r_1}$  қатынасына тәуелді коэффициент. Біз бұл жерде  $\beta$ -ны есептеу формуласын келтірмей-ақ, сыртқы анод жағдайы үшін  $\beta^2$  мәні анықталған таблицадан үзінді келтірумен шектелеміз (23.1-таблица).

23.1 - та б л и ц а

$r_2/r_1$	1	2	4	8	11,2	20	40	200
$\beta^2$	0	0,279	0,667	0,929	1,00	1,0946	1,0946	1,056

Практикада кездесетін  $\frac{r_2}{r_1}$  мәндерінің интервалы үшін  $\beta^2=1$ . Сондықтан цилиндрлік диодтармен жұмыс жасағанда  $\beta^2$  коэффициентін бірге тең деп алып, мына формуланы пайдаланады:

$$i = \frac{8\pi \epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \cdot \frac{U_a^{3/2}}{r_2}. \quad (23.11)$$

Бұл теңдеудің екі жағын  $2\pi r_2$ -ге бөліп, ток тығыздығын табамыз.

$$j = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \cdot \frac{U_a^{3/2}}{r_2^2}.$$

Соңғы теңдеу жазық диодтардың вольт-амперлік характеристикасының теңдеуіне (23.6) ұқсас. Берілген диод

үшін  $c'' = \frac{4\epsilon_0}{9r_2^2} \sqrt{\frac{2e}{m_e}}$  деп белгілеп, цилиндрлік электродтар үшін де «үштен екі» заңын аламыз. Электрондардың бастапқы жылдамдықтарын ескеру, оларды ескермегендегі жіберілетін қатенің, (23.10) орнына (23.11) формуласын пайдаланғанда жіберілетін қатемен шамалас екенін және олардың таңбасының бір-біріне кері болатынын көрсетеді. Практикада қолданылып жүрген цилиндрлік диодтар үшін жалпы қате 2÷3%-тен аспайды.

#### IV тарау

### ЖАРТЫЛАЙ ӨТКІЗГІШТІ ЭЛЕКТРОНДЫҚ ЖӘНЕ ИОНДЫҚ ПРИБОРЛАР

#### § 24. ЖАРТЫЛАЙ ӨТКІЗГІШТІ РЕЗИСТОРЛАР

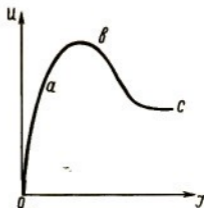
Қасиеттері жөнінен жартылай өткізгішті приборлардың басқа электрондық приборлардан көптеген артықшылығы бар, негізгілері: көлемі мен салмағы кіші, жұмсайтын қуаты азғантай, механикалық беріктілігі жақсы, жұмыс жасау мерзімі ұзақ, кез келген мәнді токпен жұмыс жасай алады. Жартылай өткізгішті техниканың 50 жылдық даму мерзімі ішінде ғалымдар мен инженерлер творчествосы конструкциясы мен жұмыс принципі бір-біріне ұқсамайтын көптеген жартылай өткізгішті приборларды адам баласының практикасына ендірді. Олар айналымы тоқты түзету, кернеуді тұрақтандыру, әлсіз электр сигналдарын күшейту мақсатында әр түрлі реле, датчик, өлшейтін приборлар ретінде қолданылады.

Жартылай өткізгішті приборлардың негізгі кемшілігі — кернеудің артықша мәндерін көтере алмауы және характеристикасының температураға өте тәуелді болуы. Жартылай өткізгішті резисторларға жұмыс принципі жартылай өткізгіштер кедергісінің температураға, электромагниттік сәулеленулерге, түсірілген кернеуге және тағы басқа факторларға байланысты өзгеруіне негізделген жартылай өткізгішті приборлардың үлкен тобы жатады. *Резистор* деген термин ағылшынның resistor (кедергі) деген сөзінен алынған. Кеңірек тараған жартылай



өткізгішті резисторлардың бір-нешеуін қарастырайық.

**1. Терморезисторлар (термисторлар)**— температура өзгергенде кедергісі едәуір өзгертін приборлар. Термисторлар ретінде меншікті жартылай өткізгіштер қолданылады: мысалы, темірдің, никельдің, марганецтің, кобальттың, магнийдің және титанның оксидтері, сульфидтері, нитридтері және карбидтері. Термокедергілердің материалы ұнтақ түрінде



60-сурет

алынып, байланыстырып тұратын затпен араластырылады, сонан соң керекті өлшем мен формада престеледі. Қазіргі қолданылып жүрген термисторлардың формасы, өлшемі және конструкциялық ерекшеліктері әр түрлі болып келе береді, оларды диск түрінде, өте кішкене моншақ түрінде, жазық тіктөртбұрыштар және т. б. түрлерде дайындайды. Қолданылатын материалы мен габариттеріне байланысты терморезисторлардың сезгіш элементтерінің алғашқы кедергісін ондаған омнан бастап ондаған мегаом етіп жасайды. Термисторлардың вольт-амперлік характеристикасы — кернеудің токқа тәуелділігі 60-суретте келтірілген. Характеристиканың  $Oa$  бөлігі сызықты өзгереді, өйткені токтың аз мәндерінде терморезисторда бөлінетін қуаттың шамасы аз болады да, оның температураға әсері бола қоймайды. Характеристиканың сызықтылығы  $ab$  бөлігінде бұзылады. Токтың өсуі оның температурасын арттырып, кедергісін азайтады. Токтың одан да ары қарай өсуі ( $bc$ ; бөлігі) кезінде кедергінің азаятыны соншалықты, ол терморезистордағы кернеудің кемуіне алып келеді. Вольт-амперлік характеристиканың  $bc$  бөлігінің соңғы жағы абсцисса осіне параллель болып кетеді. Осы қасиетті кейбір терморезисторлар түрін кернеуді тұрақтандыру үшін пайдалануға болатынын көрсетеді.

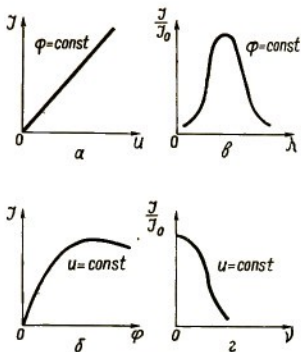
Практикада мұндай теріс температуралық коэффициентті терморезисторлар температураны өлшеуге және реттеуге, электр тізбектерінің әр түрлі элементтерін термокомпенсациялауға, жоғары жиілікті тербелістер қуатын өлшеуге, сәулелік энергияларды индикациялауға, тұрақты және айнымалы ток тізбектеріндегі кернеуді тұ-

рактандыруға және тағы басқа мақсаттар үшін қолданады. Арнаулы қоспалар ендірілген барий титанаты негізінде дайындалған температуралық коэффициенті оң болатын термисторлар (позисторлар) да қолданылады. Кейбір температуралар интервалында позисторлардың меншікті кедергісі оның бірнеше дәрежесіне артып кетеді. Позисторларды кедергілерге тізбектеп жалғастыру жолымен ток шектегіштерін аламыз.

**2. Фоторезисторлар.** *Фоторезисторлар* деп жұмыс принципі жартылай өткізгіш материалдар кедергісінің электромагниттік сәулелену әсерінен өзгеруіне негізделген приборларды айтады. Оларды кадмий сульфидінен, кадмий селенидінен, күкіртті қорғасыннан, сол сияқты күкіртті және селенді кадмийдің поликристалдық қабаттарынан жасайды. Жарық сезгіш элементтер әдетте пластмасса не металл қорғағыш қорап ішінде орналастырылады да, кіші габаритті фоторезисторлар қорапсыз шығарылады. Қараңғыланған фоторезисторлар арқылы аздап та болса ток өтеді, сондықтан оның қараңғыдағы кедергісін *қараңғылық кедергі* деп атайды. Фоторезисторға жарық түсіргенде оның фотондары электрондарды валенттік зонадан өткізгіштік зонаға өткізуге жұмсалады. Жартылай өткізгіштегі электрон-кемтік жұбының саны артып, фоторезистордың кедергісінің кемуі ол арқылы өтетін жарық тоғын көбейтеді. Жарық тоғы мен қараңғылық тоғының айырымы *бастапқы ток* деп аталады.

Фоторезисторға түсетін сәуле ағыны аз кезде, өткізгіштіктің бастапқы тоғы сол сәуле ағынына тура пропорционал болады. Жарық ағыны біртіндеп өскенде жартылай өткізгіштегі өткізгіштік электрондар саны артады. Зат ішіндегі қозғалысы кезінде электрондар атомдармен соқтығысып, оларды иондау нәтижесінде қосымша заряд тасушылар ағынын пайда етеді, оны өткізгіштіктің екінші ретті фототоғы деп атау келісіліп кеткен. Бірақ кристалдағы иондалған атомдардың көбейіп кетуі электрондар қозғалысын тежейді. Соның нәтижесінде жарық ағынының өзгерісіне фототок өзгерісі ілесе алмайды да, фоторезисторларда кейбір инерциалдық байқалады. Сол себепті айнымалы жарық ағыны, әсіресе жоғарғы жиілікпен өзгертін жарық ағыны пайдаланылатын жұмыстарда, фоторезисторларды қолдану шектеледі.

Фоторезистордың негізгі характеристикалары: вольт-амперлік, жарық ағыны  $\Phi$  тұрақты болғандағы фототок-



61-сурет

тың кернеуге тәуелділігі. Әдетте бұл тәуелділік сызықты болады (61, а-сурет); сәулелік, фототоктың спектрлік құрамы тұрақты болатын жарық ағынына байланыстылығын сипаттайтын (61, б-сурет); спектрлік (61, в-сурет), фоторезистор сезгіштігінің оған әсер етуші қуаты бірдей әр түрлі толқын ұзындықты сәулеленуге байланысын сипаттайды; жиіліктік (61, г-сурет), фоторезистор сезгіштігінің оған әсер етуші жарық ағынының өзгеру жиілігіне байланыстылығын сипаттайды. Соңғы жылдары фоторезисторлар ғылым мен техниканың әр түрлі салаларында кеңінен қолданылуда. Бұл оның өте сезгіштігіне, конструкциясының қарапайымдығына, габаритінің кішілігіне, фотоэлементтерге қарағанда үлкен ток өткізе алатындығына байланысты болып отыр.

**3. Варисторлар** — жұмысы, түсірілетін кернеуді арттырғанда, жартылай өткізгіштердің кедергісінің азаятындығына негізделген приборлар. Оларды стержень не диск түрінде керамикалық байланыстырушы заттың көмегімен кремний карбидінен жасайды. Варисторға түсірілетін кернеу көбейгенде оның кедергісі кемиді де, өтетін токтың шамасы артады. Варисторлардың негізгі ерекшелігі вольт-амперлік характеристикасының сызық-

ты болмауы. Характеристикасының түрі контактыда және кремний карбиді кристалдарының бетінде жүретін құбылыстарға байланысты.

Кернеу көбейгенде жекеленген кристалдар арасындағы электр өрісінің кернеулігі артады. Оның өзі кремний карбиді кристалының жақтарынан және сүйір ұштарынан электростатикалық эмиссия жүруіне себепкер болады. Сонымен бірге, кристалдар бетінде пайда болған оксидтық қабықшалар тесіледі және кристалдар арасындағы контактылар қызады. Осының бәрі варистордың электр өткізгіштігін арттырып жібереді. Бұл құбылыстардың жүруі варисторға түсірілген кернеудің таңбасына байланысты болмайды. Сондықтан оның вольт-амперлік характеристикасы симметриялы болады да, варисторларды айнымалы ток тізбегінде де пайдалана беруге болады. Қазіргі кездегі варисторлар әр түрлі электрондық схемаларда қолданылады. Мысалы, приборларды, не олардың элементтерін, кернеудің көбеюінен қорғау, кернеуді және тоқты тұрақтандыру, электр сигналдарын реттеу және түрлендіру үшін қолданады.

## § 25. ЖАРТЫЛАЙ ӨТКІЗГІШТІ ДИОД

*Сыртқы тізбекке жалғайтын екі ұшы бар бір электрондық-кемтіктік ауысудан тұратын жартылай өткізгішті диод* деп атайды. Әсіресе, көбірек қолданылатыны германий, кремний және галий арсенидінен жасалған диодтар. Диодтарды әр түрлі жолмен кластарға бөлуге болады: жасалатын материалына қарай, ауысуының құрамына қарай (нүктелік, жазық), дайындалу технологиясына қарай (қорытпалы, диффузиялық, планаралық және т. б.), қолданылуына қарай (түзеткіштік, детекторлық, жылжытушы және т. б.), жиілік диапазонына қарай (төмен жиілікті, жоғары жиілікті).

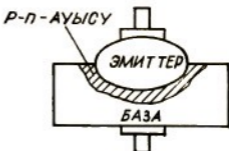
Барлық жартылай өткізгішті диодтардың негізі — симметриялы болмайтын *p-n* ауысуы. Оның әр облысындағы заряд тасушылардың концентрацияларының бір-бірінен айырмашылығы өте үлкен болуы тиіс ( $n_p \gg \gg n_i$  немесе  $n_i \gg n_p$ ). *p-n* ауысуының бір облысында қоспаны көбірек ендіру нәтижесінде негізгі заряд тасушылар концентрациясы көп болады да, оны *эмиттер* деп атайды, екіншісінде, оны *база* деп атайды, аз болады. (62-сурет). Сондықтан электр тогы жүргенде заряд тасу-

шылар эмиттерден базаға инжекцияланады (§ 10). База мен эмиттер арнаулы электродтар көмегімен (А) сыртқы тізбекпен жалғасады.

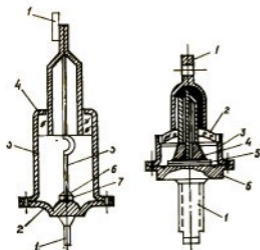
Тарихи жағынан бірінші жасалынған жартылай өткізгішті диодтар — қарапайым радиоқабылдағыштарда қолданылған кристалдық детекторлар.

Қазіргі кезде жартылай өткізгішті диодтардың қолданылатын жерлерінің кеңейгендігі сонша, тіпті олар қолданылмайтын электрондық аппаратуралардың бөлігін атау қиын. Қелешекте жартылай өткізгішті диодтардың электрондық техникада жетекші роль атқара беретініне, олардың бұдан әрмен жетілдірілетініне және жаңа түрлерінің шығатынына сеніміміз мол.

**1. Түзеткіш диодтар.** *p-n* ауысуының негізгі қасиетін айнмалы тоқты түзету үшін қолданады. Түзеткіш жартылай өткізгішті диодтар — әр түрлі техникалық мәселелерді шешуге арналған аспаптардың үлкен бір класы. Бұл диодтарды өте аз токтардан (радиоқабылдағыштар мен телевизорларда) бастап мыңдаған ампер (электрогальваникалық құрылғылар мен электровоздарды қозғаушы двигательдерде) токтарды түзету үшін қолданады. Түзеткіш диодтарды германийден не кремнийден жасайды. Осы кезде *n*-типті кремний кристалына қорыту арқылы алюминий жалғастырылған диодтар кең тараған. Диодтардағы шашырайтын максимум қуат және жұмысшы ток олардың өткелінің ауданын, жалпы габаритін, прибордың массасын және конструкциясын анықтайды. Өте қуатты диодтардың өткелінің ауданы  $1 \text{ см}^2$  дейін жетеді, ал массасы —  $15 \div 20$  грамм, онымен салыстырғанда қуаты аз диодтардың өткелінің ауданы 100 есе, массасы 10 еседей аз болады. Қуаты аз қорытпалы кремнийден жасалған диодтың конструкциясы 63, а-суретте көрсетілген. *p-n* ауыспалы кремний пластинкасы диод корпусының негізі болып есептелетін кристалл ұстағышқа дәнекерленген. Кристалл ұстағышқа шыны изоляторлы корпус пісіріліп жалғастырылады, одан алюминий электроды шығып тұрады. Қуатты диодтар да



62-сурет



63-сурет

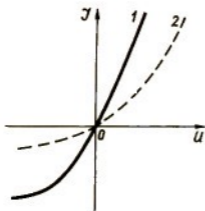
(63, б-сурет) сыртқы жылу алып кететін ортамен байланысы жақсы болуы үшін кристалл ұстағыштардың бетінің ауданы үлкен етіп алынады. Ондай диодтар табиғи ауамен, болмаса мәжбүр қозғалатын ауа не су ағынымен суытылады.

Жартылай өткізгішті диодтардың негізгі характеристикасы — вольт-амперлік характеристика. Салыстыру үшін 64-суретте германийден және кремнийден жасалған

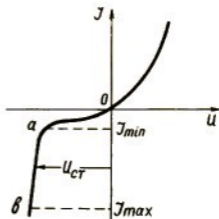
диодтардың вольт-амперлік характеристикалары келтірілген. Берілген кернеу бірдей болғанның өзінде кремнийден жасалған диодтың кері тогы германийден жасалған диодтың кері тогынан көп есе аз. Сондықтан кремнийден жасалған диодтарға 1500 В-қа дейін кері кернеу беруге болады, ал германий диодтарға тек 100—400 В-қа дейін ғана кері кернеу бере аламыз. Кремний диодтар 60-тан 150° температура интервалында орнықты жұмыс жасай алатын болса, германий диодтар тек 60-тан 85°С-ға дейін ғана орнықты істейді. Осы қасиеттерінің өзі кремний диодтарды қолдану қолайлырақ екенін көрсетеді. Дегенмен, төменгі кернеулерге арналған түзеткіш құрылғыларда германий диодтарды пайдалану тиімді.

Түзеткіш диодтардың негізгі параметрлері: ең үлкен түзетілетін ток, түсетін тура кернеу, ең үлкен кері кернеу, ең үлкен кері ток, ең үлкен шашырайтын қуат, жұмыс жасай алатын жиілік диапазоны. Түзеткіш схемаларды жинағанда түзетілетін токтың шамасы бір диодтан өткізуге болатын ең үлкен ток шамасынан артық болуы мүмкін, ондай жағдайда бірдей диодтарды өзара параллель жалғастырады. Жоғары вольтті тізбектерде кернеуді бірдей етіп тарату үшін тізбектеп жалғанған диодтар тобы қолданылады.

**2. Жартылай өткізгішті стабилитрондар.** Кәдімгі диодтар үшін қауіпті болып табылатын электрлік тесілу құбылысын практикада кернеуді тұрақтандыру үшін қол-



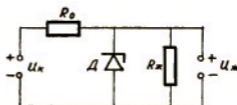
64-сурет



65-сурет

данады. Ондай диодтарды *жартылай өткізгішті стабилитрондар*, немесе *тіреуіш диодтар* деп атайды. Стабилитрондар, осы мақсат үшін қажетті вольт-амперлік характеристикасы бар, кремнийден жасалады. Кернеуді тұрақтандыруға германий диодтар жарамсыз, өйткені олар жылу әсерінен оп-оңай тесіледі де, қажетті қасиетінен айрылып қалады. Стабилитронның вольт-амперлік характеристикасы 65-суретте келтірілген. Оның тура бағыттағы бөлігі осы тәріздес кремний диодтардың характеристикасына ұқсас. Бірақ оның кері бағыттағы бөлігінде, ток осіне параллельге жақын *ab* бөлігі бар. Ток  $I_{min}$ -нан  $I_{max}$ -ға өзгергенде стабилитронға түсетін кернеу өзгермейді десе де болады. Кремний диодтардың осы қасиеті оларды кернеу стабилитроны ретінде пайдалануға мүмкіндік береді. 66-суретте кремний стабилитроны негізінде жиналған ең қарапайым, бірақ кең тараған, стабилизатордың схемасы көрсетілген. Тізбектің тармақталмаған бөлігіне шектеуші кедергі жалғанады, оның кедергісі стабилитронның дифференциалдық кедергісі  $R_t = \frac{\Delta U}{\Delta I}$ -ден едәуір артық болуы тиіс.  $\frac{R_0}{R_t}$  қатынасы

қаншалықты үлкен болса, кернеудің тұрақталынуы соншалықты жақсарады. Схемаға келетін  $U_{ж}$  кернеуі өзгергенде  $R_{ж}$  жүк кедергісіне түсетін  $U_{ж}$  кернеу болмашы ғана өзгереді, схеманың стабилит-



66-сурет

зациялау әсері осы. Басқа схеманың көмегімен айнымалы кернеуді де тұрақтандыруға болады.

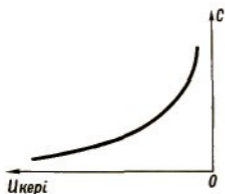
Қазіргі кездегі стабилитрондардың максималь тогы бірнеше ондаған миллиампермен бірнеше ампер аралығында жатады. Ток бұл мәннен асып кететін болса, диод қызып кетіп, істен шығады. Стабилитронның жұмысшы кернеуі  $U_{ст}$   $p-n$  ауысуындағы қоспалар концентрациясына байланысты болады да, оның мәні 4 В-тан 200 В аралығында жатады. Стабилитрондарды пайдаланғанда оның  $U_{ст}$  кернеуінің температураға байланысты екенін естен шығармаған жөн.

**3. Варикаптар.**  $p-n$  ауысуындағы тосқауыл сыйымдылықтың кері кернеуге байланыстылығы қолданылатын жартылай өткізгішті диодтарды *варикаптар* деп атайды. 67-суретте  $p-n$  ауысуындағы сыйымдылықтың түсірілген кері кернеуге тәуелділігі көрсетілген. Суретте кескінделгендей кері кернеу көбейгенде өткелдің сыйымдылығы азаяды. Бұл тәуелділікті қарапайымдап былай түсіндіруге болады. Жартылай өткізгіштердің  $p-n$  ауысуын конденсатор ретінде қарастырсақ, онда оның жапсарлары  $p$  және  $n$  облыстары болады да, ал жапсарлар арасындағы диэлектрик ретінде заряд тасушылары жоқ  $p-n$  ауысуының өзін алуға болады. Кері кернеуді көбейткенде өткелдің ені өседі, ол конденсатордың жапсарларының бір-бірінен алыстауымен бара-бар, сондықтан конденсатордың сыйымдылығы кемиді. Ыңғайлану процесі инерциясының өте аздығы және габаритінің кіші болуы варикаптарды, жиіліктерді автоматты түрде реттеу және жиіліктік модуляциялау мақсатында қолданылатын тербелмелі контурларда, сонымен бірге параметрлік түрлендіргіштерде және күшейткіштерде қолдану өте қолайлы. Варикаптарды кремнийден дайындайды, оның кері тогы аз болғандықтан шашырау аз болады да, конденсатордың төзімділігі жақсарады.

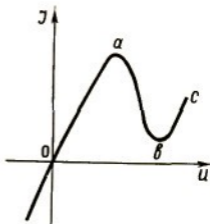
Қолданылуына байланысты варикаптардың сыйымдылығы бірнеше пикофарадамен жүздеген пикофарада аралығында жатады. Варикаптардың сыйымдылығының кернеуге тәуелділігі  $p-n$  ауысуының дайындалу технологиясына байланысты.

**4. Туннельдік диодтар.** *Туннельдік* деп  $p-n$  ауысуы арқылы заряд тасушылары туннельдік механизм нәтижесінде өтетін және характеристикасында дифференциалдық кедергісі теріс болатын облысы бар жартылай өткізгіш диодтарды айтады. Қоспасының концентрация-





67-сурет



68-сурет

сы өте үлкен болғанда (шамамен  $10^{19}$ – $10^{20}$  см $^{-3}$ )  $p$ - $n$  ауысуларының характеристикалары аномальді болады (68-сурет). Вольт-амперлік характеристиканың бұлай өзгеретінін бірінші рет жапон физигі Лео Изаки (1958 ж.) ашқан болатын. Ол мұндай ауысулардың электр тогын тек тура бағытта ғана емес, кері бағытта да жақсы өткізетінін тапты, характеристиканың тура бөлігінде «құлама» аралық ( $ab$ ) болатынын анықтады. Қоспаның концентрациясы шамамен  $10^{17}$  см $^{-3}$  болатын кәдімгі диодтарда, электрондық кемтіктік ауысудың қалыңдығы әжептәуір үлкен болғандықтан, электрондардың потенциалдық тосқауылдан өту ықтималдығы жоқтың қасы. Туннельдік диодтарда қоспаның концентрациясының өте үлкен болуымен байланысты электрондық-кемтіктік ауысудың қалыңдығы өте жұқа болады (шамамен 0,01 мк). Мұндай жағдайда электрондардың потенциалдық тосқауылдан өту ықтималдығы көбейеді де, оның характеристикасында жоғарғы айтылған құбылыс байқалады. Туннельдік диодқа тура кернеу беретін болсақ,  $p$ - $n$  ауысуындағы ішкі өріс нашарлайды, бірақ электрондардың туннельдік жолмен өтуіне жеткілікті болып қала береді. Характеристикада «құлама» аралық ( $ab$ ) пайда болады, онан кейінгі тура кернеудің өсуі туннельдік эффектіні түгелімен жояды да, тура ток қайтадан өсе бастайды ( $bc$  аралығы). Вольт-амперлік характеристикада «құлама» аралықтың пайда болуы, диод арқылы қарама-қарсы бағытта ток жүргенде оған түсетін кернеудің бірдей болмайтынын көрсетеді, олай болса, бұл приборды ауыстырып қосқыш ретінде пайдалана аламыз. Туннель-

дік диодтардың көмегімен токтың немесе кернеудің секірмелі өзгерісін тудыратын схемалар жасауға болады (бірлік вибраторлар, триггер және т. б.). Характеристиканың  $ab$  аралығында дифференциалдық кедергінің теріс болуы диодтарды күшейткіштер мен генераторларда да қолдануға болады деген сөз.

Қазіргі кезде туннельдік диодтарды германийден, галлий арсенидінен, галлий антимоидінен жасайды, кең тарағаны — германийден жасалған диодтар. Туннельдік диодтардың бір түрі — қоспасының концентрациясы аздау болатын айналдырылған диодтар. Олар кәдімгі диодтарға қарағанда жоғарырақ жиіліктерде жұмыс істей алады, сондықтан оларды амплитудасы аз сигналдарды детекторлау, шектеу және коммутациялау үшін пайдаланады.

**5. Фотодиодтар.** *Фотодиодтар* деп кері тогы  $p$ - $n$  ауысуының жарықталынуына байланысты болатын диодтарды айтамыз. Фотодиодтардың құрылысы кәдімгі жазық жартылай өткізгішті диодтар құрылысымен бірдей, өзгешелігі тек  $p$ - $n$  ауысуының бір жағынан жарық түсетіндей етіп шыны терезе қалдырылады да, қалған бөлігінің барлығы жарық түспейтіндей етіліп жабылып тасталады. Фотодиодтарды қосу схемасы 60-суретте көрсетілген. Ток көзінен берілетін кернеу кері бағытта қосылады. Егер фотодиодқа жарық түспесе, тізбек арқылы аз ғана кері (қараңғылық) ток жүреді.

Фотодиодқа жарық түскенде ауысуда қосымша электрондар мен кемтіктер пайда болады, соның нәтижесінде тізбектегі ток артып кетеді. Егер фотодиодтағы токты тек жарықталынуға ғана байланысты болатындай етіп жүк кедергісі  $R_{ж}$  мен ток көзінің кернеуі  $E$ -ні дұрыс таңдап алсақ, онда жүк кедергіге түсетін кернеуді схеманың басқа элементіне әсер ететін пайдалы сигнал ретінде қолдануға болады. Егер, көрсетілген схемаға ток көзін қоспасақ (вентильді режим), онда жарық ағынының әсерінен диодта электр қозғаушы күш пайда болады. Ондай жағдайда жарық энергиясын электр энергиясына айналдыратын прибор аламыз. Мұндай приборлардың пайдалы әсер коэффициенті  $10+15\%$ -ке жетеді. Қазіргі кезде олардың негізінде радиоэлектрондық аппаратураларды қоректендіре алатын түрлендіргіштер жасалған. Ондай фототүрлендіргіштер — күн батареялары — кремнийден, селеннен, сурьмалы алюминийден, мышьяқты

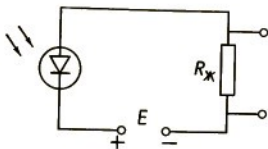
галлийден дайындалады. Олар,  $p$ - $n$  ауысуының ауданы үлкен, жартылай өткізгішті диодтар болып табылады.

Фотодиодтар кең түрде қолданылады. Оларды фотометрия мен фотоколориметрияда жарық көздерін бақылау, жарықтану интенсивтігін және ортаның мөлдірлігін өлшеу мақсатында пайдаланылады. Фотодиодтар көмегімен ядролық бөлшектерді тіркеуге және санауға температураны автоматты түрде реттеуге және бақылауға болады. Қысқасы оларды әр түрлі заттар мен орталардың оптикалық қасиетіне байланысты болатын параметрлерін өлшеу, реттеу, бақылау үшін пайдаланамыз. Фотодиодтар қазіргі ЭВМ-дердің енгізу — шығару құрылғыларында да кеңінен қолданылады.

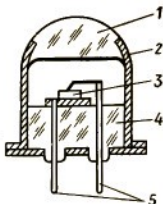
**6. Жарық диоды.** *Жартылай өткізгішті жарық диодтары* деп  $p$ - $n$  ауысуы арқылы тура ток өткенде жарық шығаратын диодтарды айтамыз. Бұл приборлар байланыс және есептеу техникасы аппаратураларында, жарық информациялы құрылғыларда, индикаторларда және т. б. мақсаттар үшін кеңінен қолданылады.

Жоғарыда айтқанымыздай (§ 10),  $p$ - $n$  ауысуына тура кернеу бергенімізде негізгі емес заряд тасушылардың интенсивті түрде инжекциялануы байқалады ( $p$  — облысқа электрондар,  $n$  — облысқа кемтіктер). Осы инжекциялану кезінде рекомбинация құбылысы бір жүріп, зарядтар компенсацияланады. Осы процесте энергия босап шығады. Көпшілік жартылай өткізгіштерде ол энергия кристалдық торға беріледі де, жылуға айналып кетеді. Бірақ кремний карбиді, галлий, мышьяк негізінде жасалған жартылай өткізгіштерде рекомбинациялану энергиясы фотон түрінде ұшып шығады. Сондықтан мұндай жартылай өткізгіштердің  $p$ - $n$  ауысуынан тура ток өткенде спектрлік құрамы бірыңғай жарық шығарады. Осының негізінде жарық диодтары жасалады, оларды кейде *люминесценттік диодтар* деп те атайды.

Жартылай өткізгіштердің тыйым салынған зонасының еніне және заряд тасушыларының рекомбинациялану ерекшелігіне байланысты спектрдің инфрақызыл, көрінерлік және ультракүлгін бөліктерінде жататын жарық алуға болады. Сары, қызыл және жасыл жарық беретін диодтар көбірек қолданылады. Тіпті беретін жарығының түсін өзгертуге болатын диодтар да бар. Жарық көзі ретінде қолданылатын жарық диодының конструкциясы



69-сурет



70-сурет

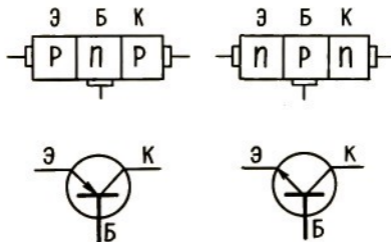
70-суретте келтірілген. Ковардан не керамикадан жасалған баллон ішіне жартылай өткізгіш кристалы орналастырылады, баллонның жоғарғы жағы шыныдан немесе эпоксидті смоладан жасалған линзаны ұстап тұрады. Линзаның көмегімен кристалдан шығатын сәулеге белгілі бағыт беруге болады. Қазіргі кезде жарық диодтары цифр индикаторы ретінде кеңінен қолданылып, бұрын қолданылып келген иондық приборларды жайлап ығыстырып шығаруда. Ондай цифрлар индикаторы аноды ортақ болатын бірнеше жарық диодтарының комбинациясынан тұрады. Оларды белгілі түрде орналастырып, сәйкес электродтарына кернеу берсек 0-ден 9-ға дейінгі цифрлар жанады. Тіктөртбұрышты жеті диодтан тұратын индикатор барлық цифрларды және кейбір әріптерді көрсете алады. Индикатордағы диодтар санын он алты етіп алып, кез келген белгіні жаза аламыз.

Жарық диодтарын жасау және пайдалану электроникалық тағы бір перспективалы саласы болып табылатын оптоэлектрониканың қалыптасуына және дамуына өз ықпалын тигізді. Оптоэлектроника жарық энергиясын электр энергиясына және электр энергиясын жарық энергиясына бірден түрлендіру процестерін зерттейді. Біз жоғарыда жартылай өткізгішті диодтардың бірнеше түрін қарастырдық. Дегенмен диодтар сол айтылған түрлермен шектеліп қалады деп түсіну қате болар еді. Қазіргі кезде олардан басқа жоғарғы жиілікті диодтар, импульстік диодтар, параметрлік АЖЖ диодтар да қолданылады. Олар негізінен жоғарғы жиілікте жұмыс жасайтын құрылғыларда пайдаланылады.

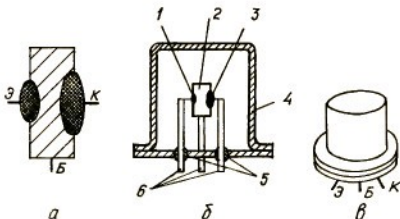
## § 26. ТРАНЗИСТОРЛАР

Жартылай өткізгішті приборлардың ішіндегі ең маңыздысы — *транзисторлар*. *Транзистор* деп күшейткіштік қасиеті негізгі емес заряд тасушылардың инжекциясы мен экстракциясына негізделген, бір-бірімен өзара әсерлесе алатын екі *p-n* ауысуынан тұратын жартылай өткізгіш приборды айтады. Транзистор үш қабаттан тұрады және белгілі жағдайларда тоқты және кернеуді күшейте алатын қасиеті бар. Осы қасиетіне байланысты ол қазіргі кезде радиотехника мен электроникада кеңінен қолданылып отыр. Оның транзистор (*transistor*) деген аты екі ағылшын сөзінен алынған: *transist* (тапсыру, өткізу) және *resistor* (кедергі). Біз бұл параграфта жұмысы негізінен оң және теріс таңбалы заряд тасушыларға негізделген *биполярлық* деп аталатын транзисторды қарастырамыз. Әсіресе транзисторлардың осы түрі кеңінен қолданылады да, дүниеде қазіргі кезде олар жүздеген модификациямен миллиард даналап шығарылады. Транзисторлардың жұмысшы тогы наноамперден ондаған амперге дейін, қуаты наноаваттан киловатқа шейін, жиілігі гигагерцке дейінгі мәндерді қабылдай алады. Қабаттарының орналасу реттеріне қарай *p-n-p* және *n-p-n* — транзисторлар деп бөледі (71-сурет), олардың бір-бірінен айырмашылығы — тек тізбекке қосылу полярлығы мен жұмысшы тогының бағытында, бірақ жұмыс принциптері бірдей. Сондықтан бұдан былай тек транзистор жұмысын ғана қарастырамыз.

Транзистордың ортасындағы қабатты *база* (Б) деп,



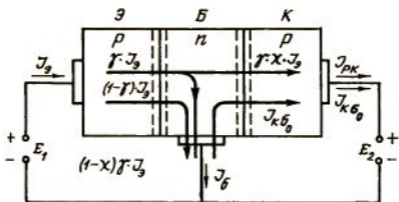
71-сурет



72-сурет

шеткі қабаттарының бірін *эмиттер* (Э), екіншісін — *коллектор* (К) деп атайды. Эмиттер мен база арасындағы электрондық-кемтіктік өткелді *эмиттерлік* деп, ал база мен коллектор аралығындағысын *коллекторлық* деп атайды. Транзистор қабаттарының өткізгіштігі әр типті және меншікті кедергілерінің мәні әр түрлі болуы тиіс. Басқаларына қарағанда эмиттерге қоспа атомдары көптеу ендіріледі де, онымен салыстырғанда базаға аздау өндіріледі. Транзистордың қолданылу мақсатына қарай коллекторға ендірілетін қоспа атомдары базадағыға қарағанда көп те және аз да болуы мүмкін. Әдетте эмиттер ауданы коллектор ауданына қарағанда кіші болады. Аз қуатты транзистордың конструкциясы 72-суретте көрсетілген. *p-n* ауысуларындағы кернеудің таңбасы мен шамасына қарай транзистор жұмысын мынадай режимдерге бөледі: **активті режим** — эмиттерлік ауысудағы кернеудің бағыты тура, ал коллекторлық ауысуда кері; **қанығу режимі** — екі кернеу де тура (транзистор ашық); **токтарды тоқтату режимі** — екі ауысуларда кернеу кері (транзистор жабық); **инверстік активті режим** — эмиттерлік ауысудағы кернеу кері, коллекторлық ауысуда — тура.

Транзисторларды күшейткіштер мен генераторларда қолданғанда активті режимде жұмыс жасайды. Транзистордың ауыстырып қосу және тоқты тоқтату режимі қажет. Қос бағытты ауыстырып қосқыштар алу үшін оларды инверстік түрде қосады. *p-n-p*-типті транзистордың активті режимдегі жұмысын зерттейік. (73-сурет). *p-n* ауысуларындағы құбылыстарды қарастыра отырып



73-сурет

эмиттер тізбегінде үлкеч тура ток  $I_{\text{э}}$ , ал коллектор тізбегінде аз кері ток  $I_{\text{кб0}}$ . ( $I_{\text{э}}=0$  болғанда) жүретінін көреміз. Концентрацияларындағы айырмашылыққа байланысты эмиттерлік облыстағы негізгі заряд тасушы кемтіктер базаға өтіп, негізгі емес тасушы болып қалады. Заряд тасушылардың эмиттерден базаға өту процесі, жоғарыда айтқанымыздай, инжекция болып табылады. Ол транзистор жұмысына өте қажетті құбылыс. Эмиттердегі қоспа атомдар концентрациясы көп болғандықтан, эмиттерден базаға инжекцияланатын кемтіктер саны базадан эмиттерге инжекцияланатын электрондар санынан көп болады.

Егер эмиттерлік ауысу арқылы өтетін кемтіктер тогын  $I_{\text{рэ}}$ , ал электрондар тогын  $I_{\text{нэ}}$  деп белгілесек, онда

$$\gamma = \frac{I_{\text{рэ}}}{I_{\text{рэ}} + I_{\text{нэ}}}$$
 қатынасын *инжекция коэффициенті*, немесе *эмиттердің эффективтілігі* деп атайды. Практикада  $\gamma \approx 0,4995$ -тен артық болмайды. Эмиттер арқылы өтетін ток  $I_{\text{э}} + I_{\text{рэ}} + I_{\text{нэ}}$  онда кемтіктер тогы  $I_{\text{рэ}} = \gamma I_{\text{э}}$ , ал электрондық ток  $I_{\text{нэ}} = (1 - \gamma) I_{\text{э}}$  (73-суретті қара).

Эмиттерден базаға өткен кемтіктер базадағы электрондармен рекомбинацияланады. Рекомбинациялану процесін азайту үшін базаның қалыңдығын кемтіктердің еркін жолының орташа ұзындығынан аз етіп алу керек. Ондай жағдайда эмиттерден келген кемтіктер базадағы электрондармен рекомбинацияланып үлгірмей коллекторлық ауысуға өтіп кетеді. Бұл шарт барлық транзисторларда орындалады — әдетте базаның қалыңдығы миллиметрдің бірнеше жүздік бөлігінен аспайды.

Кемтіктердің базада рекомбинациялануы сан жағынан база арқылы негізгі емес заряд тасушылардың тасымалдану коэффициенті арқылы сипатталады:  $\kappa = \frac{I_{pk}}{I_{p\beta}}$ . Мұндағы  $I_{pk}$  және  $I_{p\beta}$  сәйкес коллекторлық және эмиттерлік ауысулар арқылы өтетін кемтіктер токтары. Олардың айырымы рекомбинациялану тоғын береді.  $I_{rp} - I_{p\beta} = I_{pk}$ . Әдетте  $\kappa$ -ның мәні 0,95—0,99 аралығында жатады, ол эмиттерден базаға инжекцияланған кемтіктердің 95—99% коллекторға жетеді, ал қалғаны рекомбинацияланады деген сөз. Коллекторлық ауысуға жеткен кемтіктерді өріс көмегімен коллектор өзіне тартып әкетеді. Бұл процесс — экстракция құбылысы (§ 10). Онда коллекторлық ауысу арқылы  $I_{pk} = \kappa I_p$  кемтіктер тоғы өтеді. Коллекторлық ауысу арқылы жүретін жалпы ток

$$I_k = \kappa I_p + I_{k\beta} = \alpha I_p + I_{k\beta}; \alpha = \kappa$$

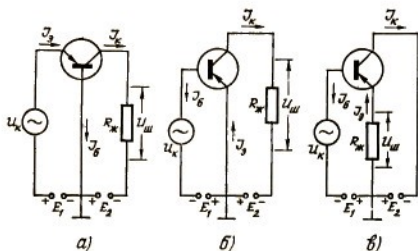
Мұндағы  $\alpha$ -коэффициенті эмиттер тоғының коллекторға берілу коэффициенті деп аталады және ол транзистордың күшейткіштік қасиетін сипаттайтын маңызды параметр болып есептеледі ( $(\gamma < 1, \kappa < 1)$  болғандықтан,  $\alpha < 1$ ). База тізбегіндегі ток үш құраушыдан тұрады:  $(1 - \gamma)I_e$  және  $(1 - \kappa)\gamma I_e$  токтары базадан шығады, ал  $I_{k\beta}$  тоғы базаға енеді (73-суретті қара), сондықтан

$$I_b = (1 - \gamma)I_p + (1 - \kappa)\gamma I_p - I_{k\beta} = (1 - \alpha)I_p - I_{k\beta}$$

База тоғының бірінші екі қосылғышы, шындығында, базадағы кеміген электрондар орнын толтыратын, базаға келіп жатқан электрондар тоғы болып табылады, ол ток  $I_{rp} = I_{rp}$ . Егер эмиттер тізбегіне айнымалы сигнал көзін  $U_n$ , ал коллектор тізбегіне жүк кедергі  $R_k$  қосатын болсақ, онда транзистор күшейткіш ретінде жұмыс жасайды. Егер жүк кедергісінің мәні үлкен болса, онда оған түсетін  $R_k$  кернеудің мәні де үлкен болады. Қысқасы — сигналдық кернеуді күшейтіп алуға болады (74, а-сурет).

Транзисторды тізбекке қосудың үш түрлі (74-сурет) схемасы бар базасы ортақ (ОБ), эмиттері ортақ (ОЭ) және коллекторы ортақ (ОК). Бұл терминологиялар кіретін және шығатын тізбектер үшін транзистордың қайсы электроды ортақ болатынына байланысты шығып отыр. 74, а-суретте базасы ортақ болатын схема келті-





74-сурет

рілген, оның негізінен 73-суретте келтірілген схемдан айырмашылығы жоқ. Айырмашылығы — тек эмиттерлік тізбекке  $E_2$  ток көзімен тізбектеліп  $U_k$  кернеу беретін сигнал көзі және коллекторлық тізбекке  $R_k$  резисторы қосылған. Бұл схемада сигнал көзі арқылы  $I_6$  эмиттерлік ток жүреді. Сигнал көзі арқылы өтетін токты әдетте кіру тогы  $I_{кт}$  деп атайды, базасы ортақ схема үшін  $I_{кт} = I_6$ . Бұл жағдайда  $I_{шт}$  шығу тогы коллектордағы токқа тең, немесе егер  $U_k$  әсерінен эмиттерлік ток  $\Delta I_6$  шамасына өссе, онда коллекторлық ток  $\Delta I_k$ -ға, ал база тогы  $\Delta I_6$ -ға өседі. Коллекторлық тізбектегі кернеу тұрақты болғанда шығу тогы өсімшесінің кіру тогы өсімшесіне қатынасы дифференциалдық токтың тура берілу коэффициенті деп аталады. Базасы ортақ схема үшін бұл коэффициент  $\alpha$  коэффициентіне тең, өйткені

$$\alpha = \frac{\Delta I_{штп}}{\Delta I_{ктп}} = \frac{\Delta I_k}{\Delta I_6}; \quad E_2 = \text{const.}$$

Эмиттерлік ауысу тура бағытта қосылатындықтан сигнал тогының айнымалы құраушысы үшін, базасы ортақ схеманың эмиттерлік тізбегінің кедергісі аз болады, ол негізінен тек эмиттерлік ауысудың кедергісінен ғана тұрады (бірнеше омнан ондаған омға дейін ғана). Кіру кедергісі  $R_k$ -ның аз болуы — базасы ортақ схемалардың ең басты кемшілігі. Көп сатылы күшейткіштерде, бұл сатының кіру кедергісі  $R_k$  өзінен бұрын орналасқан каскадтың жүк кедергісін шунттайды да, кернеудің не қуаттың күшеюін күрт төмендетіп жібереді.

Эмиттері ортақ схемаларда, ол 74, б-суретте көрсетілген, кіру сигналы эмиттер мен база аралығына, ал коллекторлық ток көзі эмиттер мен коллектор аралығына қосылады. Сонымен бұл схемада кіру және шығу тізбектері үшін эмиттер ортақ электрод болып қалады. Бұл схеманың негізгі ерекшелігі — кіру тогы енді эмиттер тогы емес, шама жағынан аз болатын базалық ток. Шығу тогы, базасы ортақ схемадағы тәріздес, коллекторлық ток болып қала береді. Сондықтан, эмиттері ортақ схемалардағы токтың тура берілу коэффициенті  $\beta$  былай жазылады:

$$\beta = \frac{\Delta I_{шт}}{\Delta I_{кт}} = \frac{\Delta I_{к}}{\Delta I_{б}}$$

$\alpha$  және  $\beta$  коэффициенттерінің арасында мынадай қатынастың орындалатынын оңай таба аламыз:

$$\beta = \frac{\alpha}{1-\alpha}$$

Егер, мысалы,  $\alpha=0,97$  болса, онда  $\beta=32,3$ . Бұдан біз эмиттері ортақ болатын схемалардағы токтың тура берілу коэффициентінің бірнеше онға тең бола алатындығын көріп отырмыз. Базасы ортақ болатын схемаларға қарағанда эмиттері ортақ схемалардағы кіру кедергісі  $R^k$  айтарлықтай көп. Эмиттері ортақ схеманың тағы бір құндылығы — база мен коллекторға берілетін кернеу таңбалары бірдей болғандықтан, бір ғана ток көзін пайдалануға болатынында. Сондықтан да эмиттері ортақ схема басқаларына қарағанда кеңірек тараған. Дегенмен эмиттері ортақ схеманың температураға шыдамдылығы, базасы ортақ схемаға қарағанда, нашар екенін айта кетуі керек. Коллекторы ортақ схемада (74, в-сурет) кіру сигналы база — коллектор бөлігіне беріледі. Базадағы ток кіру тогы болады да, эмиттер тогы шығу тогы болады. Сондықтан бұл схема үшін токтың тура берілу коэффициенті былай жазылады:

$$\frac{\Delta I_s}{\Delta I_b} = \frac{\Delta I_s}{\Delta I_s - I_k} \beta + 1.$$

Токтың тура берілу коэффициенті мен кіру кедергісі үлкен бола тұрса да коллекторы ортақ схемалар кернеуді күшейтпейді, сондықтан жоғарғы екі схемаға қарағанда өте сирек қолданылады. Бұл схеманы негізінен көп сатылы күшейткіштердегі жеке сатылардың кедергілерін сәйкестендіру үшін, немесе күшейткіштердегі соңғы са-

тыны төменгі омды жүк кедергісімен байланыстыру үшін ғана қолданады.

Енді транзисторларды күшейткіш ретінде пайдаланғанда, оның жұмысын сипаттайтын кейбір сандық көрсеткіштерді қарастырайық. Кез келген схемамен жалғанған күшейткіш сатысы үшін негізгі көрсеткіштер мыналар: 1) тоқты күшейту коэффициенті  $K_I = \frac{\Delta I_{шт}}{\Delta I_{кт}}$ ;

2) кернеуді күшейту коэффициенті  $K_U = \frac{\Delta U_{шт}}{\Delta U_{к}}$ ; 3) қуатты күшейту коэффициенті  $K_p = K_I \cdot K_U$ .

74-суретте көрсетілген транзисторды қосу схемалары үшін  $K_I$ ,  $K_U$ ,  $K_p$  коэффициенттерін төмендегі өрнектер арқылы жазуға болатыны өзінен-өзі түсінікті.

а) Базасы ортақ схема үшін:  $K_{эб} = \alpha$ ,  $K_{кб} = \frac{\alpha R_{ж}}{R_{кб}}$ ;  $K_{рб} = \frac{\alpha^2 R_{ж}}{R_{кб}}$

б) Эмиттері ортақ схема үшін:  $K_{кэ} = \beta$ ,  $K_{Уэ} = \frac{\beta R_{ж}}{R_{кэ}}$ ;  
 $K_{рэ} = \frac{\beta^2 R_{ж}}{R_{кэ}}$

в) Коллекторы ортақ схема үшін:  $K_{Ік} = \beta + 1$ ;  $K_{Ук} = (\beta + 1) \frac{R_{ж}}{R_{кк}}$ ;  $K_{кк} = (\beta + 1)^2 \frac{R_{ж}}{R_{кк}}$ .

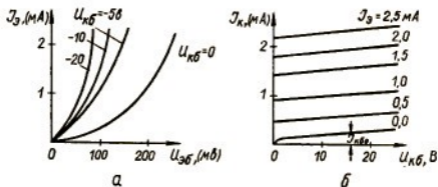
Бұл келтірілген өрнектерден күшейту коэффициенттері транзисторларды қосу схемасының түріне және  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $R_{к}$ ,  $R_{ж}$  мәндеріне байланысты болатынын көріп отырмай. Соңғы төрт шаманы транзистордың негізгі параметрлері деп атайды.

26.1-таблицада транзисторларды күшейту режимінде қосу схемаларының салыстырмалы қасиеттері келтірілген.

26.1 - та б л и ц а

Схема типі	Күшейту			Кіру кедергісі, $\Omega$
	$K_I$	$K_U$	$K_p$	
ОБ	1	1000 дейін	1000 дейін	бірнеше — ондаған жүздеген ондаған мың
ОЭ	10—100	100	10000 дейін	
ОК	10—100	1	100 дейін	

Транзистордың негізгі параметрлерін кіру және шығу тізбектеріндегі ток пен кернеу арасындағы тәуелділікті сипаттайтын статистикалық характеристикалар көмегі-

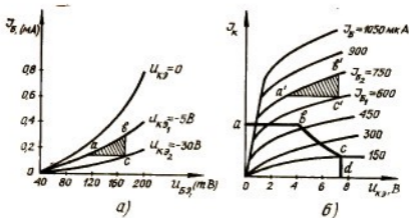


75-сурет

мен анықтайды. Әсіресе кіру және шығу статистикалық характеристикалары деп аталатын характеристикалар көбірек қолданылады. Ол характеристикалар төк базасы ортақ және эмиттері ортақ схемалар үшін ғана алынады да, әдетте коллекторы ортақ схемалар үшін сирек өлшенеді. Сондықтан біз соңғысын қарастырмаймыз. Базасы ортақ схема үшін транзистордың кіру характеристикасы деп, коллектор мен база арасындағы кернеу  $U_{кб}$  тұрақты болғанда, эмиттер тогы  $I_3$  -дің эмиттер мен база арасындағы кернеу  $U_{эб}$  -ға тәуелділігін айтады, немесе  $I_3 = f(U_{эб})$ ;  $U_{кб} = \text{const}$ . Транзистордың мұндай характеристикалары 75, а-суретте келтірілген. Базасы ортақ схема үшін транзистордың шығу характеристикасы, эмиттердегі ток  $I_3$  тұрақты болғанда, коллектордағы токтың коллектордағы кернеуге тәуелділігін сипаттайды, немесе  $I_к = \varphi(U_{кб})$   $I_3 = \text{const}$  транзистордың шығу статистикалық характеристикасы 75, б-суретте кескінделген. Эмиттері ортақ схемалардағы транзистордың да өзіне тән кіру ( $U_б = f(U_{эб})$ ,  $U_{кэ} = \text{const}$  76, а-сурет) және шығу ( $I_п = \varphi(U_{кэ})$ , 76, б-сурет) характеристикалары бар.

Жоғарыда аталған транзистордың төрт параметрінің орнына параметрлердің гибридік (аралас) системасы, немесе  $h$  — параметрлер қолданылады. Мысал ретінде, эмиттері ортақ схемадағы транзистордың  $h$  — параметрлерін анықтайық. Оларды кіру және шығу характеристикаларына жүргізілген сипаттауыш үшбұрыштар  $abc$  және  $abc$  көмегімен табады:

1. Транзистордың кіру кедергісі  $h_{11} = k_3 = \left( \frac{\Delta U_{бэ}}{\Delta I_Б} \right) = \frac{ac}{bc}$  оны кіру характеристикасынан табады (76, а-сурет).



76-сурет

2. Кері байланыс коэффициенті  $h_{12} = \left( \frac{\Delta U_{БЭ}}{\Delta U_{КЭ}} \right) = \frac{ac}{U_{КЭ_1} - U_{КЭ_2}}$  мұны да кіру характеристикасының көмегімен анықтайды (76, а-сурет).

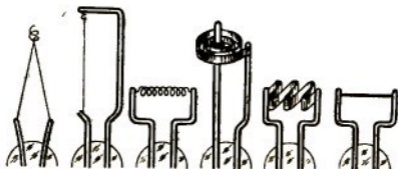
3. Токты күшейту коэффициенті  $h_{21} = \beta = \left( \frac{\Delta I_K}{\Delta I_6} \right) = |U_{КЭ} = \text{const}| = \frac{b'c'}{I_{6_2} - I_{6_1}}$  бұл коэффициент шығу характеристикасының табылады (76, б-сурет).

4. Транзистордың кіру өткізгіштігі  $h_{32} = \left( \frac{\Delta I_K}{\Delta U_{КЭ}} \right) = |I_6 = \text{const}| = \frac{b'c'}{a'c'}$  мұны да транзистордың шығу характеристикасы арқылы табамыз (76, б-сурет).

Транзистордың паспорттыңда бұлармен қоса басқа да параметрлер көрсетіледі. Транзисторлардың шығу характеристикаларында  $abc$  шектеуші сызық жүргізіледі (76, б-сурет). Мұндағы  $ab$  бөлігі коллектор арқылы өткізуге болатын максималды токты  $cd$  бөлігі — коллектордағы максималды кернеуді көрсетеді, ал  $bc$  қисығы коллекторда шашырайтын қуатты  $p_K = I_K U_K$  шектейді. Сонымен, біз бұл параграфта транзисторлардың тек күшейту қасиетін ғана қарастырдық, бірақ автоматика мен қазіргі кезде ЭВМ схемаларында транзисторлар басқа да көптеген функциялар атқарады: кілт, өріс транзисторлары, фототранзистор, тиристор және т. б. оларды қарастырмаймыз.

Электрондық құбылыстарды техникада қолдану идеясы бірінші рет жүзеге асырылған электрондық приборлардың бірінші түрі — осы электрондық шамдар. Конструктивтік тұрғыдан қарағанда барлық электрондық шамдар, ішінен ауасы сорылып алынған шыны не болат қолбадан және оның ішіне белгілі системамен орналастырылған электродтардан тұрады. Кез келген электрондық прибордың негізгі электроды — катод, ал электрондардың көзі болып табылады.

1. Катод. Термоэлектрондық эмиссия алу үшін катодты жеткілікті температураға дейін қыздыру қажет болады. Оны арнайы ток көзінің көмегімен қыздырады. Электрондық шамдарда тура және бөгде жолмен қыздырылатын катодтар пайдаланылады. Тура қыздырылатын катодтар тіке тартылған жіңішке сым, спираль, лента, тіпті шыбық түрінде де болады (77-сурет). Олардың қиын балқитын таза металдардан көбінесе вольфрамнан, болмаса ол металдардың бетін активтелген қабыршақ не оксидпен қаптау жолымен дайындайды (§§ 14, 15). Тура қыздырылатын катодтарды олар арқылы ток жіберу жолымен қыздырады да, ал бөгде жолмен қыздырылатын катодтардың электрон шығаратын беті арнайы жылытқыш көмегімен қыздырылады. Бөгде жолмен қыздырылатын катодтың конструкциясының бір түрі 78-суретте көрсетілген. Катод кернеуі болып табылатын никельден дайындалған кішкене цилиндрге (2) оксидтік масса қабаты (3) жапсырылады. Цилиндрдің ішіне қыздыратын сым (1) — жылытқыш орналастырылған. Катод арнайы сымға (4) бекітіледі, оның ұшы басқа электродтар ұшы сияқты балонның тарақ тәрізденген бөлігінен (5) сыртқа шығып тұрады. Бөгде жолмен қызатын катодтардың қы-



77-сурет

зу энергиясы үлкен, олар жылытқышты қосқаннан кейін 0,5÷3 мин. өткесін барып жұмысқа дайын болады.

Әр түрлі типтегі катодтарды өзара салыстыру үшін мынадай параметрлерді қолданады.

1. Жұмыс температурасы катодтың түріне байланысты, ол 500-ден 2400°C-ге дейін өзгереді.

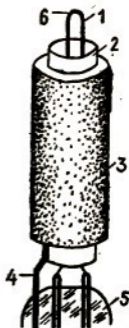
2. Меншікті эмиссия — жұмыс температурасында катодтың бір өлшем ауданына алынатын эмиссия.

3. Катодтың эффективтілігі — катодтан алынатын эмиссиялық токтың катодты қыздыруға кеткен қуатқа қатынасы. Ол катодтың тиімділігін сипаттайды.

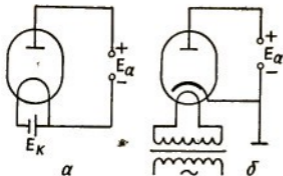
4. Жұмыс жасау ұзақтығы — катодты дұрыс пайдаланғанда оның эмиссия тоғы бастапқы тоғының 20%-не өзгертін уақыт.

2. Шамды диод. Бұл екі-ақ электродтан (катод және анод) тұратын ең қарапайым электрондық шам. Мұндай екі электродты шамның ең оңай конструкциясы 23-суретте көрсетілді. Ток көзінің оң полюсі диодтың анодына, теріс полюсі — катодына жалғастырылады. Оң электр өрісінің әсерінен катодтан шығатын электрондар анодқа қарай қозғалады. Тізбекте ток жүреді. Егер ток көзінің полюстерін өзгертсек, онда электр өрісінде электрондар қозғалысы тежеліп, олар қайтадан катодқа қайтып кетеді. Мұндай жағдайда шам арқылы ток жүрмейді. Осы айтылғандардан екі электродты шамның токты тек бір бағытта ғана өткізетінін көреміз, сондықтан олар айнымалы токты түзету үшін қолданылады. Өнеркәсіптік жиіліктегі айнымалы токты түзетуге арналған диодтарды *кенотрондар* деп атайды. Диодтарды тізбекке қосу әдісі 79-суретте көрсетілген.

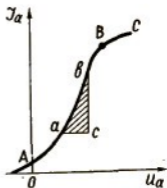
Электрондық шамдарды белгілі мақсат үшін тандағанда, оның ішінде диодтарды да, олардың характеристикасы мен параметрлерін басшылыққа алып отырады. Диод үшін ең негізгі характеристика — ол анодтық характеристика. *Анодтық характеристика* деп катодты қыздыратын кернеу тұрақты болған кездегі анодтық токтың анодтық кернеуге тәуелділігін айтамыз, немесе  $I_a =$



78-сурет



79-сурет



80-сурет

$=f(U_a)$ ,  $U_k = \text{const}$ . Ондай характеристиканың түрі 80-суретте келтірілген. Қисықтың неге бұлай өзгертіндігін § 13-те түсіндірдік. Қисық  $AB$  бөлігінде «үштен екі» заңдылығына бағынады да (§ 23),  $BC$  бөлігінде ток қанығады — барлық катодтан шығатын электродтар бірден анодқа тартылып кетеді.

**Диодтың негізгі параметрлері:** а) характеристика тіктігі  $S$ . Диодтың бұл параметрі анодтық кернеуді (1 В) өзгерткенде анодтық токтың қанша миллиамперге өзгертінін көрсетеді:  $S = \frac{\Delta I_a}{\Delta U_a}$ . Тіктікті анодтық характеристикадан табуға болады (80-сурет):  $S = \frac{bc}{ac} \left( \frac{mA}{B} \right)$

Қаншалықты шамның тіктігі көп болса, соншалықты оның жақсы болғаны, негізінен ол шам конструкциясына байланысты. Қазіргі кездегі диодтар тіктігінің мәні  $1 + 30 \frac{mA}{B}$  шегінде жатады.

б) **Ішкі кедергі  $R_i$** . Бұл диодтың айнымалы ток тізбегіндегі кедергісі болып табылады, ол — тіктікке кері шама:  $R_i = \lim_{\Delta I_a \rightarrow 0} \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} = \frac{dU_a}{dI_a}$ . Диодтардың бұл кедергісі

әдетте ондаған, не жүздеген омнан аспайды. Бұл ішкі  $R_i$  кедергісін диодтың тұрақты ток тізбегіндегі  $R_a = \frac{U_a}{I_a}$  кедергісінен ажырата білу керек.

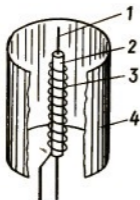
в) **Анодта шашырайтын қуат  $p$** . Электр өрісінде катодтан анодқа қарай қозғалған электронның анодқа жеткенде белгілі кинетикалық энергиясы болады. Анодпен соқтыққанда оның кинетикалық энергиясы жылу энергиясына айналып, анодты қыздырады. Анодтың бұл қызуының ешқандай пайдасы жоқ, сондықтан  $p_a = I_a \cdot$



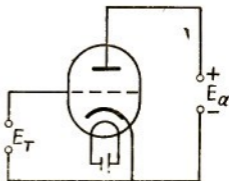
•  $U_a$  қуат жоғалады. Осы жоғалған қуатты *анодта шашырайтын қуат* деп атайды. Жоғарыда аталған параметрлерден басқа диодты қосуға болатын ең үлкен кері кернеу ( $U_{кк}$ ), катод-анод сыйымдылығы ( $C_{ка}$ ), анодтық кернеудің жұмысшы мәні ( $U_a$ ), катодты қыздыратын кернеу ( $U_k$ ), қыздырушы ток ( $I_k$ ) тәрізді параметрлермен де сипатталады. Диод арқылы өтетін токты не қыздырушы кернеуді, не анодтық кернеуді өзгерту жолымен ғана өзгертуге болады. Дегенмен анодтық токты өзгертудің олардан оңай жолы да бар.

**3. Триод.** Үшэлектродты шамның диодтан айырмашылығы катод пен анод арасындағы кеңістікке тағы бір электрод ендіріледі, оны *тор* деп атайды. Триодтардың катоды мен анодты диодтардікіне ұқсас. Торды, катодты қоршап тұратын, жіңішке сымнан жасалған цилиндр формалы спираль түрінде дайындайды (81-сурет). Тор катодқа өте жақын орналастырылады, сондықтан торға берілген кернеу ( $U_T$ ), анодтық кернеуге қарағанда, анодтық токқа күштірек әсер етеді. Осыған байланысты триодтардағы торды басқарушы тор деп те атайды. Тіпті торға катод потенциалынан да терістеу потенциал бере отырып, анодтық токты тоқтатып (жауып) тастауға болады. Тор көмегімен анодтық токты басқаруға болатындығы, триодтарды кернеуді және қуатты күшейту схемаларында, шамды генераторларда, электрондық релелерде, тағы басқа өнеркәсіптік электроникада қолданылатын схемаларда пайдалануды мүмкін етіп отыр.

**б) Күшейту коэффициенті  $\mu$ .** Бұл коэффициент тордағы кернеудің өзгерісі, дәл сондай анодтық кернеу өзгерісіне қарағанда, анодтық токқа қанша есе күштірек әсер ететінін көрсетеді:  $\mu = -\frac{\Delta U_a}{\Delta U_T}$ ,  $I_a = \text{const}$  болғанда, мұндағы  $\Delta U_a$  және  $\Delta U_T$  анодтық токтың бірдей өзгерісін тудыратын, сәйкес анодтық және тордағы кернеулер өзгерісі. Анодтық ток тұрақты болып қалуы үшін, анодтық және тордың кернеулерін бір-біріне кері бағытта өзгертуге тура келеді және бұл кезде  $\Delta U_a$  мәні  $\Delta U_T$  мәнінен  $\mu$  есе артық болып шығады. Триодтар үшін  $\mu = 10 \div 30$ . Статикалық күшейту коэффициентін де анодтық характеристикалар тобының көмегімен  $\mu = \frac{cb}{U_{T_1} - U_{T_2}}$ , немесе анодтық — торлық характеристикалар тобының көмегімен  $\mu = \frac{U_{a2} - U_{a1}}{a'c'}$  анықтайды.



81-сурет



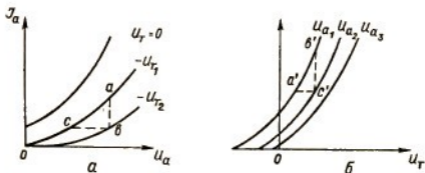
82-сурет

в) Триод өтімділігі  $D$ . Бұл — күшейту коэффициентіне кері шама.  $D = \frac{1}{\mu}$ . Ол — тордың экрандау қасиетін сипаттайды және анодтық электр өрісінің қандай бөлігі тор арқылы катод аймағындағы көлемдік зарядқа өте алатындығын көрсетеді.

г) Триодтық айнымалы ток кедергісі  $R_i$  немесе дифференциалдық кедергі  $R_i = \left( \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} \right) = |U_T = \text{const}| = \frac{cb}{ab} = \frac{U_{a1} - U_{a2}}{b'c'}$  Бұл кедергі анодтық кернеу өзгергендегі анодтық ток өзгерісінің айнымалы құраушысына шамның жасайтын кедергісі болып табылады.

Триодтың негізгі параметрлері өзара Баркгаузен теңдеуі арқылы байланысады:  $SDR_i = 1$  немесе  $R_i S = \mu$ . Бұл теңдеуді триодтың ішкі теңдеуі деп те атайды. Параметрлердің сандық мәндерін қоя отырып, бұл теңдеудің дұрыс екеніне оңай көз жеткізуге болады. Ішкі теңдеу көмегімен параметрлердің характеристикалардан табылған мәндерінің дұрыстығын тексеруге болады, сонымен бірге екі параметр белгілі болғанда, үшіншісін оңай тауып ала аламыз.

Триодтарды қосу схемасы 82-суретте келтірілген. Триодқа үш тізбек қосылады — қыздыру, анодтық және басқарушы тор тізбектері. Егер басқарушы тор тізбегіне әлсіз айнымалы сигнал тізбектеп қосылған болса, онда анодтық тізбекке тізбектей қосылған резистордан транзисторлардағыға ұқсас, сол сигналдың күшейтілген мәнін алуға болады. Триодтың характеристикалары мен параметрлерін қарастырайық. Триодтағы анодтық ток үш түрлі кернеуге байланысты: қыздырушы кернеуіне

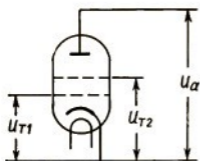


83-сурет

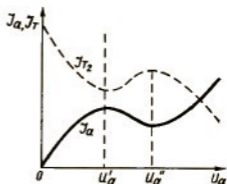
$U_k$  анодтық кернеуге  $U_a$  және тордағы кернеуге  $U_T$ . Электрондық шамдардағы қыздырушы кернеу әдетте өзгермейді. Сондықтан анодтық токты анодтық кернеу мен тордағы кернеуге байланысты функция деп қарастыруға болады. Тор кернеуі тұрақты болғандағы анодтық токтың анодтық кернеуге тәуелділігін *триодтың анодтық характеристикасы* деп атайды, немесе  $I_a = f(U_a)$ ,  $U_T = \text{const}$ . Ал, анодтық кернеу тұрақты болған кездегі анодтық токтың тор кернеуіне тәуелділігін *анодтық торлық характеристика* деп атайды, немесе  $I_a = f(U_T)$ ,  $U_a = \text{const}$ . Бұл характеристикаларды алу үшін екі кернеудің бірі тұрақты болуы тиіс, осыған байланысты бұл характеристикаларды *статикалық* деп те атайды. Мұндай характеристикалардың жалпы түрі 83-суретте көрсетілген. Осы характеристикалар көмегімен триодтың негізгі параметрлері де анықталады:

**а) Анодтық характеристиканың тіктігі  $S$ .** Ол анодтық кернеу тұрақты болған кезде тор кернеуінің 1 В-қа өзгеруі анодтық токты қанша миллиамперге өзгертетінін көрсетеді:  $S = \frac{\Delta I_a}{\Delta U_T}$ ,  $U_a = \text{const}$ . Қазіргі триодтардың тіктігінің мәні  $1 \div 30 \frac{\text{mA}}{\text{B}}$  аралығында жатады. Триод тіктігін анодтық характеристикалар тобына  $abc$  үшбұрышын жүргізу арқылы  $S = \frac{abc}{U_{T1} - U_{T2}}$  (83, а-сурет), немесе анодтық-торлық характеристикалар тобына  $abc$  үшбұрышын жүргізу арқылы  $S = \frac{b'c'}{a'c'}$  (83, б-сурет) табуға болады.

Триодтардың басты екі кемшілігі бар: *біріншісі* — күшейту коэффициентінің аса үлкен болмауы, *екіншісі* —



84-сурет



85-сурет

анод пен тор аралығындағы сыйымдылықтың үлкен болуы оны өтпелі сыйымдылық деп атайды. Күшейтілуі қажет сигнал жиілігі қаншалықты жоғары болса, соншалықты өтпелі сыйымдылықтың зияны көп. Бұл айтылған екі кемшілікті де шамға қосымша тағы бір тор енгізу нәтижесінде жоюға болады.

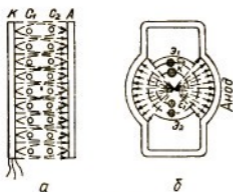
**4. Тетрод.** Төрт электродты шамның (тетрод) триодтан айырмашылығы — анод пен басқарушы тордың арасына тағы бір тор монтаждалады. Оны *экрандаушы тор* деп атайды. Экрандаушы тордың көмегімен шамның күшейту коэффициентін арттыруға болады және ол анод пен басқарушы тор арасындағы сыйымдылықты азайтады. Экрандаушы торға анодтық кернеуден сәл аздау тұрақты оң кернеу беріледі (84-сурет).

Ондай жағдайда тетродтағы анодтық ток үш түрлі кернеуге тәуелді болып қалады:  $U_a$ ,  $U_{T1}$ ,  $U_{T2}$ . Әдетте тетродтардың жұмыс процесі кезінде экрандаушы тордағы кернеу тұрақты болуы тиіс, сондықтан анодтық токтың ол кернеуге тәуелділігін қарастырмасақ та болады. Мұның өзі тетродтардың статикалық параметрлері триод параметрлері тәріздес анықталады деген сөз. Тетродтардың күшейту коэффициенті триодтардың күшейту коэффициентінен әлдеқайда көп, ол 500-ге дейін жетеді. Тетродтардың анодтық характеристикасын ерекше қарастыруға тура келеді, ол 85-суретте көрсетілген. Бұл қисық басқарушы және экрандаушы торлардағы кернеу тұрақты болғандағы анодтық токтың анодтық кернеуге тәуелділігін сипаттайды. Суретте пунктир сызықпен экрандаушы тор тогының характеристикасы көрсетілген. Анодтағы кернеу нөлге тең болғанда, катодтан ұшып шығатын барлық электрондарды оң зарядталған экрандаушы тор

тартып әкетеді. Бұл жағдайда экрандаушы тордағы ток  $I_T$ , өзінің ең үлкен мәнін қабылдайды, ал анодтық ток нөлге тең болады. Анодтық кернеудің мәні нөлден  $U_a'$ -ға дейін өскенде, электрондардың біразы анодка тартылып кетеді. Анодтық ток өседі де, экрандаушы тор тоғы кемиді. Анодтық кернеудің онан әрі өсуі электродтардың жылдамдығын арттырып, енді анодка барып соққан электрондар екінші ретті электрондық эмиссия пайда етеді. Анодтан ұшып шыққан екінші ретті электрондар, потенциалы анод потенциалына қарағанда жоғарылау болатын, экрандаушы торға тартылады да, анодка қайтып оралмайды. Бұл кезде экрандаушы тор тоғы өсіп, анодтық ток азаятыны анық. Бұл құбылысты *динатрондық эффект* деп атайды (§ 18). Соның әсерінен анодтық характеристикада ойыс бөлік пайда болады. Анодтағы кернеу онан әрі, өсетін болса ( $U_a > U_a''$ ), қайтадан анодтық ток өседі де, экрандаушы тордағы ток кеми бастайды. Анодтық кернеудің бұл мәндерінде динатрондық эффект жоғалады, өйткені анодтан ұшып шығатын екінші ретті электрондар қайтадан анодка тартылып кетеді.

Тетродтардағы динатрондық эффект құбылысы күшейтілген сигналдардың бұрмалауына әкеліп соқтырады. Сонымен, динатрондық эффект тетродтарды күшейткіш шам ретінде пайдалануды шектейді, бұл тетродтардың ең басты кемшілігі. Тетродтардың бұл кемшілігін жөндеу үшін анод пен экрандаушы тор аралығына, анодтан ұшып шығатын электрондарды анодка қайтарып отыратын, тежеуші электр өрісін жасау қажет. Мұндай өрісті жасаудың екі жолы бар. *Бірінші әдісі* — электрондардың анод пен экрандаушы тор аралығында жасайтын көлемдік зарядын пайдалануға негізделген. Бұл әдіс сәулелік тетродтарда қолданылады. *Екіншісі* — потенциалы анодка қарағанда теріс болатын, анод пен экрандаушы тор аралығына тағы бір тор орналастыру. Мұндай жолмен алынған шамды пентод деп атайды.

**5. Сәулелік тетрод.** Сәулелік тетродтардың конструкциясы кәдімгі тетродтар конструкциясынан басқашалау болады. Анод экрандаушы тордан алысырақ орналастырылады. Басқарушы және экрандаушы торлардың орам саны бірдей етіп алынады да, ол орамдар бірінің тұсына бірі дәл келетіндей етіп монтаждалады. Соның нәтижесінде катодтан ұшып шыққан электрондар ағыны тығыздалып, олар анодка сәуле түрінде бағытталады (86, а-



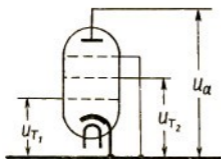
86-сурет

сурет). Торлар бекітілген траверстерге қарай электрондар ұшпас үшін арнайы экрандар  $\mathcal{E}_1$  және  $\mathcal{E}_2$  (86, б-сурет) қойылады немесе электрондарды сәуле түрінде топтайтын, катодпен қосылған, пластиналар қолданылады. Сонымен бірге, катодтың торлар траверсіне қараған тұсына оксидтік қабат жағылмайды, ол бөліктер

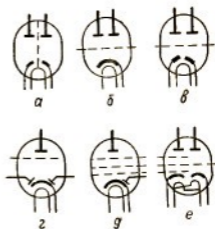
эмиссия бермейді. Торлардың орамдары және бағыттауыш пластиналар көмегімен жасалған электр өрісі катодтан анодқа келетін электродтарды тығыздығы үлкен электрондық сәуле түрінде жинақтайды. Осының нәтижесінде, тіпті анодтық кернеу аз болған жағдайдың өзінде, анодтан шығатын екінші ретті электрондардың экрандаушы торға тартылуына мүмкіндік бермейтін, анод пен экрандаушы тор аралығында күшті теріс көлемдік заряд пайда болады. Анод пен экрандаушы тор аралығында екінші ретті электрондар үшін күшті потенциалдық тосқауыл пайда болғандықтан, сәулелік тетродтарда динодрондық эффект болмайды. Егер  $U_a > U_T$ , болса, онда потенциалдық тосқауыл түзілмейді, енді оның қажеті де болмай қалады. Сонымен, потенциалдық тосқауыл тек  $U_a < U_T$ , жағдайында ғана түзіледі екен, басқаша айтқанда, ол бізге қажет кезде ғана түзіледі.

Кәдімгі тетродтармен салыстырғанда сәулелік тетродтардың тағы бір артықшылығы — оның экрандаушы тордағы тогының аз болуы. Бұл токтың шам жұмысына тигізетін ешқандай пайдасы жоқ, сондықтан оның өте аз болғаны жақсы. Сәулелік тетродтардың экрандаушы торындағы ток барлық анодтық токтың  $7 \div 10\%$  ғана болады. Сәулелік тетродтардың характеристикасы мен параметрлері, кәдімгі тетродтар үшін олар қандай әдіспен табылған болса, дәл сондай жолмен анықталады. Анодтық характеристикасындағы ойыс бөліктің енді болмайтынына байланысты сәулелік тетродтарды күшейткіш шамдар ретінде қолдана беруге болады.

**6. Пентод.** Бес электродты шамдардағы (пентодтардағы) тордың саны енді үшеу. Оларды катод жағынан



87-сурет



88-сурет

бастап номерлейді. Экрандаушы тор мен анодтың аралығына орналастырылатын қосымша торды *қорғаушы*, немесе *антидинаatronдық тор* деп атайды, оны катодпен жалғастырып қояды (87-сурет). Анод пен қорғаушы тор аралығындағы электр өрісі анодтан шығатын екінші ретті электрондарды катодка қайтарып отырады. Соның нәтижесінде пентодтарда динаatronдық эффект болмайды. Пентодта үш тордың болуы оның күшейткіштік қасиетін жақсартады. Пентодтардың күшейту коэффициенті 1000-ға жетеді, тіпті кейде одан да асып кетеді, тіктігінің мәні триодтар мен тетродтар тіктігі мәнімен шамалас.

**7. Біріктірілген шамдар.** Электродтық схемаларда өзіне тән функция атқаратын, екі немесе бірнеше қарапайым шамды бір баллон ішіне монтаждау нәтижесінде алынатын, біріктірілген шамдар да қолданылады. Біріктірілген шамдарды қолдану аппаратуралар габариті мен массасын азайтады, оларды монтаждауды жеңілдетеді және аппаратураны қоректендіретін қуатты кемітеді. Мысал ретінде 88-суретте, ондай шамдардың бірнеше түрі келтірілген: а-қосарланған диод, б- және в-қосарланған триод г-қосарланған диод-триод; д-диод-пентод; е-триод-пентод.

Біздер жоғарыда электрондық лампылардың бірнеше түрін қарастырдық. Дегенмен, электрондық шамдардың түрлері бұл айтылғандармен шектеліп қалмайды — олардың басқа да арнайы мақсаттар үшін қолданылатындары бар.

*Электрондық-сәулелік приборлар* деп электр немесе магнит өрістерімен (кейде бірге) басқарылатын жіңішке сәуле түрінде жинақталған электрондар ағыны қолданылатын электрондық приборлардың үлкен тобын айтамыз. Олардың ішіндегі ең көп тарағаны — *электрондық-сәулелік түтікшелер*. Осы түтікшелердің жұмыс принципін қарастыру арқылы басқа электрондық-сәулелік приборлар жұмысын оңай түсінуге болады. Оның негізгі бөлігі — электрондық прожектор (89-сурет). Ол электр (кейде магнит) өрісінің көмегімен жіңішке электрондық сәуле беретін құрылғы. Сәулеге басқа электр және магнит өрістерімен әсер ете отырып, сәуленің бағытын өзгертуге болады. Мұндай жүйелерді *ауытқытушы системалар* деп атайды.

Электрон келіп соққанда жарық шығаратын бірқатар заттар бар. Шығаратын жарығының интенсивтігі практикада қолдануға жеткілікті болатын мұндай заттарды *люминофорлар* деп атайды. Электрондық-сәулелік түтікшелердің шыныдан жасалған колбасы түбінің іш жағына люминофор қабаты жағылады, оны *түтікше экраны* деп атайды. Экранға келіп түсетін электрондық сәуленің ізі прибордың сыртынан айқын көрініп тұрады. Түтікшелер ішінде аса жоғары вакуум болуы тиіс.

Қолданылу мақсатына қарай электрондық-сәулелік приборларды мынадай топтарға бөлуге болады:

а) *Осциллографиялық түтікшелер* электр сигналдарын бақылау үшін және олардың осциллограммаларын алу үшін қолданылады. Бұл түтікшелер негізінен өлшеу техникасында пайдаланылады;

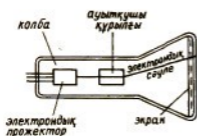
б) *Индикаторлық түтікшелер* радиолокациялық және радионавигациялық құрылғыларда электр сигналдарын тіркеуге арналған;

в) *Кинескоптар* — электрлік телевизиялық сигналдарды көрінетін кескіндерге түрлендіретін приборлар. Олар ЭВМ-дерден информация шығарып беретін құрылғыларда да (дисплей) қолданылады;

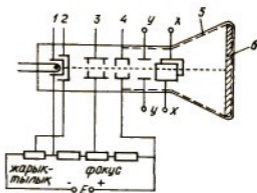
г) *Жадында сақтаушы түтікшелерді* хабарларды жазу және сақтау үшін қолданады;

д) *Белгілер басатын түтікшелер* (характрондар) экрандағы әріптерді, цифрларды және басқа да белгілерді шығарады, оларды оқуға немесе суретке түсіруге болады.





89-сурет



90-сурет

е) *Электрондық-оптикалық түрлендіргіштер* оптикалық кескіндерді түрлендіру және күшейту үшін қолданылады.

ж) *Электрондық-сәулелік ауыстырып-қосқыштар* электрондық сәулелер көмегімен электр тізбектерін қосып не үзу үшін керек.

з) *Электрондық-сәулелік приборлардың ерекше бір тобы — таратқыш телевизиялық түтікшелер.* Олардың көмегімен оптикалық кескін электрлік телевизиялық сигналдарға айналдырылады.

и) *Электрондық микроскоптар* микроденелердің үлкейтілген кескіні алу үшін қолданылады.

Өнеркәсіптік электрониканың әр түрлі салаларында қолданылғанымен электродтық-сәулелік приборлар жұмысының негізінде барлығына ортақ жалпы заңдылықтар жатыр.

Осы приборлардың біразының жұмысымен танысайық.

**1. Оксиллографиялық түтікше.** Электростатикалық ауытқытушы жүйелі осциллографиялық түтікшенің құрылысы 90-суретте келтірілген. Оның электрондық прожекторы бөгде жолмен қыздырылатын катодтан (1, 2) және бір оське орналастырылған үш цилиндр тәріздес электродтардан (2, 3, 4) тұрады. Екінші анод пен катод аралығына шамасы  $1 \div 2$  кВ кернеу беріледі де, ал бірінші анодқа оның  $0,2 \div 0,3$  бөлігіндей кернеу беріледі, модуляторға аз ғана теріс кернеу беріледі. Осы жүйенің фокустеуші қасиетін пайдаланып (§ 22) түтікше осімен бағытталған электрондар шоғын аламыз.

Ауытқытушы жүйе бір-біріне перпендикуляр орналас-тырылған  $xx$  және  $yy$  екі жұп пластинкалардан тұрады.

$x$  пластиналары электрондық сәулені горизонталь бағытта ауытқытатын болса,  $yy$  пластиналары — вертикаль бағытта ауытқытады. Көп жағдайда электростатикалық ауытқытушы жүйенің орнына магниттік ауытқытушы жүйе қолданылады (§ 22), осыған байланысты осциллографиялық түтікше магниттік ауытқытушы жүйелі *осциллографиялық түтікше* деп аталады. Қолданылатын орындарына байланысты осциллографиялық түтікшелердің экраны әр түрлі люминофорлардан дайындалады. Осциллограммаларды көзбен бақылау үшін сарғыш — жасыл сәуле шығаратын люминофор алынады, өйткені адам көзі сезгіштігінің ең үлкен мәні осы толқын ұзындыққа сәйкес келеді. Бұл мақсатта жиі қолданылатын люминофор — виллемит болып табылады, ол — марганецпен активтелген мырыш силикаты ( $ZnSO_4$ ). Кейінгі кезде жасыл жарық беретін мыспен активтендірілген мырыш сульфиді ( $ZnS$ ) де қолданылып жүр. Осциллограммаларды суретке түсіріп алу үшін фотоматериалдарға күштірек әсер ететін көгілдір немесе көк сәуле шығаратын люминофорлар (кальций вольфраматы  $CaWO_4$  немесе күміспен активтелген мырыш сульфиді) жағылады.

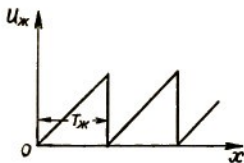
Экранға келіп түскен электрондар онда жинақталу нәтижесінде, экранды үлкен мәнді теріс зарядпен зарядтауы мүмкін, ал ол түтікшенің қалыпты жұмысына кедергі келтіреді. Сондықтан түтікшенің ішкі беті екінші анодпен жалғасып тұратын өте жұқа электр өткізетін қабатпен (аквадаг) қапталады (90-сурет). Бұл қабат экраннан шығатын екінші ретті электрондарды да өзіне тартып әкетеді. Мысалы, синусоида бойынша өзгеретін кернеудің кескінін алу керек болсын. Оны  $yy$  сигналдық пластинкаларға қосамыз, бұл жағдайда электрондық сәуле жоғары — төмен қозғалып, экранда вертикаль сызық сызады. Кернеудің уақыт бойынша өзгерісін бақылау үшін  $x$  пластинкаларына ара тәріздес кернеу беруіміз керек, бұл кернеуді *жазба кернеу* деп атайды. Енді электрондық сәуле экранда зерттеліп отырған синусоидалық кернеудің диаграммасын сыза бастайды. Егер жазба периоды  $T_{ж}$  зерттелетін кернеу периодының ( $T_c$ ) бүтін санына тең болатын болса, экрандағы диаграмма қозғалмай қалады. Бұл шартты жазба кернеу периоды зерттелетін кернеу периодымен синхрондау деп атайды. Экранда алынған, зерттелетін кернеудің уақытқа байланысты графигін, *осциллограмма* деп атайды.

**2. Кинескоптар.** *Кинескоптар* деп телевизиялық электр

сигналдарын (видеосигналдарды) жарық кескіндеріне айналдыратын электрондық-сәулелік түтікшелерді айтады. Кинескоптар құрылысының негізінен осциллографиялық түтікшелер (90-сурет) құрылысынан өзгешелігі жоқ, тек электрондық сәуле электростатикалық әдіспен фокусталады да және магниттік ауытқу жүйесі қолданылады. Қазіргі кездегі кинескоптар экранының формасы төртбұрышты болып келеді, оның диагональ 67 см-ге дейін, ал электрондық сәуленің ауытқу бұрышы  $110^\circ$  дейін болады. Магниттік ауытқу жүйесін пайдалану кинескопты қысқа етіп жасауға мүмкіндік береді және жоғары сапалы кескін алуды қамтамасыз етеді.

Кинескоптарда электрондық сәуле, кадр және жол катушкалары арқылы ара тәріздес ток өткізу жолымен басқарылады. Сәулені горизонталь бағытта ауытқытуды *жолдық жазба* деп, ал вертикаль бағыттағысын — *кадрлық жазба* деп атайды. Ауытқытушы катушкалардан ара тәрізді ток өткенде түтікше экранында бір-біріне өте жақын орналасқан жолдардан тұратын жарық төртбұрыш (растр) пайда болады. СССР-да және бірқатар елдерде қабылданған стандарт бойынша растрдың вертикаль және горизонталь қабырғаларының қатынасы 3:4 етіп алынады, ал телевизиялық кескінді құрайтын жолдар саны 625 болады, бір секундта кадр 25 рет өзгереді. Растрдың әр түрлі нүктелерінің жарқырауы түтікше модуляторына берілетін сигналдың шамасына пропорционал болады. Егер қабылданған видеосигналды модуляторға беретін болсақ, онда электрондық сәуле сызатын жолдардың жарқырауы видеосигнал кернеуінің лездік мәніне сәйкес өзгереді. Сәуле экрандағы жолдарды жоғарыдан төмен қарай түгел сызып шыққанда, беріліп отырған кескіннің бір кадры шығады. Кадрлар шапшаң өзгергенде, кинодағы тәріздес, қозғалыстағы кескін елесі пайда болады.

Кинескоптар экранының катодқа қараған беті өте жұқа алюминий қабыршақпен қапталады, ал өте шапшаң электрондар үшін мөлдір болып табылады (үдетуші кернеу 10÷16 кВ). Қабыршақ сәулені шағылдырып, кескіннің жарқырауын арттырады және түтікше ішінде әр түрлі себептерден пайда болатын ауыр теріс иондар соққысынан экранды қорғайды. Экраны алюминийленбеген түтікшелерде арнаулы ион жиғыштар қолданылады, олардың жұмысын қарастырмаймыз. Қазіргі кезде түрлі түсті кинескоптар — түрлі түсті кескін алатын электрон-

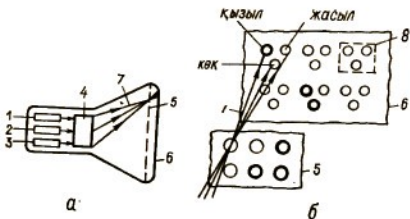


91-сурет

дық — сәулелік түтікшелер кең тарай бастады. Мұндай кинескоптардың жұмысы көздің түстерді қабылдау ерекшеліктеріне негізделген. Көзде түсті сезгіш үш түрлі элемент болатыны белгілі, олардың әрқайсысы тек үш түстің (көк, жасыл және қызыл) біреуін ғана сезеді. Қалған түстерді көз

осы негізгі үш түстің белгілі қатыстағы қоспасы ретінде қабылдайды.

Осыған байланысты түрлі түсті кинескоптың экраны 550000 ұяшаларға (триадаларға) бөлінген және әр триада бір-бірінен бөлек қойылған үш түрлі люминофордан тұрады. Триаданың өлшемі шамамен 380 мкм. Көк люминофор ретінде мырыш сульфиді  $ZnS + Ag$ , жасыл ретінде — мырыш сульфид селениді  $ZnS \cdot ZnSe + Ag$ , қызыл ретінде — мырыш селениді  $ZnSe + Cu$  алынады. Экранға әрқайсысы тек белгілі түсті люминофорға түсетін үш электрондық сәуле жіберіледі, сәулелердегі токтардың салыстырмалы мәндеріне қарай триададан шығатын сәулелің қорытқы түсін әр түрлі етіп алуға болады. 91-суретте қазіргі кезде кең тарап кеткен маскалы кинескоптың құрылымы схемалық түрде көрсетілген. Түтікшенің ішіне, беретін электрон шоқтары экраннан белгілі қашықтықта ( $\sim 12$  мм) барып қиылысатындай етіп, үш автономды электрондық прожектор қойылады. Сәулелердің қиылысатын жазықтығына көлеңкелеуші маска орналастырылады, оны жұқа металл табақтан жасайды және онда экрандағы әр триада тұсында диаметрі 0,25 мм дөңгелек саңлау бар, олай болса маскадағы саңлаулар саны да 550000 (91, б-сурет). Үш прожектордың беретін электрондық сәулелері көлеңкелеуші маска жазықтығында фокусталады да, оның саңлауынан өткеннен кейін қайтадан бір-бірінен ажырап кетеді. Саңлаудан өткен электрондар шоғы қызыл, көк және жасыл түс беретін люминофор түйірлеріне түседі. Триададағы жарық шығаратын түйірлердің өлшемдері өте аз болғандықтан, экраннан сәл қашық отырған кісі оларды бөлектеп көре алмайды, тек барлық үш түйірден шығатын қорытқы жарықты ғана көреді. Ол жарықтың түсі әр прожектор мо-

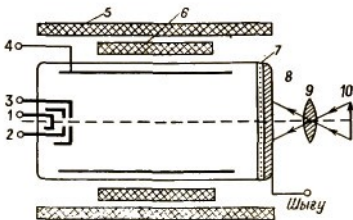


92-сурет

дуляторына келетін видеосигналмен синхронды түрде өзгеріп отыратын электрондық сәулелер интенсивтілігіне байланысты. Қарапайым кинескоптардағы тәріздес үш электрондық сәуле де экран бетінде бірдей жолдар сызып отырады. Прожекторлар модуляторына әр түрлі шамадағы бірдей видеосигналдар бере отырып, экранның жарығын ақ түстен қараға дейін де өзгертуге болады, олай болса, түрлі түсті кинескоптарды қара — ақ түсті кескін алу үшін де пайдалануға болады екен.

**3. Таратқыш телевизиялық түтікше.** Қазіргі телевидениенің негізін салған алғашқы таратқыш түтікшелер — иконоскоптар — 1930 ж. жасалынды. Иконоскоп термині гректің «ікон» — кескін және scope бақылаймын деген сөздерінен алынған. Көп ұзамай сезгіштігі жоғарырақ супериконоскоптар жасалды. Шамамен он жылдап өткенде басқа принцип негізінде жұмыс істейтін ортикондар шықты. Қазіргі телевидениеде таратқыш түтікшелердің екі түрі қолданылады — суперортикондар және видикондар, олардың біріншісі — студияларда, ал екіншісі — тасымалданатын кіші габаритті телекамераларда және түрлі түсті телевидениеде қолданылады.

Видиконның жұмыс принципімен танысайық. Видикон конструкциясы барынша қарапайым (92-сурет). Ол кинескоптағыдай электрондық прожектордан, электромагниттік фокустаушы (5) және ауытқытушы (6) жүйелерден, сигналдық пластинкаға (8) жағылған жартылай өткізгіш нысанадан (7) құрылады. Видикон баллонының түп жағындағы ішіне өте жұқа жартылай мөлдір алтын қабатын жағады (кейде мыс оксиді, қалайы, не индий),



93-сурет

ол сигналдық пластинка ролін атқарады. Ол жартылай өткізгіш нысана болып табылатын фотокедергі (кристалдық селен, үш күкіртті сурьма) қабатпен жабылады. Ауытқытушы катушкаларға (жол және кадр) ара тәрізді ток беру арқылы, кинескоптағыға тәріздес, электрондық сәулені фотокедергінің жұмысшы бетінде қатар жолдар сызуға мәжбүр етеміз. Сигналдық пластинка арқылы фотокедергінің екінші бетіне нәрсенің кескіні түсіріледі, сондықтан оның әр жеріндегі жарықталыну әр түрлі болады. Фотокедергінің өткізгіштігі жарықталынуға тәуелді. Егер модулятор, сигналдық пластинка, сыртқы ток көзі және жүк кедергілерінен тізбек жасасак, онда жүк кедергіден алынатын кернеу дәл осы моментте электрондық сәуле түсіп тұрған нысана элементінің жарықталуына пропорционал болады. Жүк кедергіден алынатын кернеу кинескопқа берілетін видеосигнал болып табылады.

**4. Электрондық-оптикалық түрлендіргіштер (ЭОП).** Бұл приборлар инфрақызыл, ультракүлгін және рентген сәулелерінің көмегімен алынған кескіндерді көрінетін кескіндерге түрлендіру үшін қолданылады. Оларды түнде көруге арналған приборларда, астрономияда, медицинада, сонымен бірге физикалық эксперименттер техникасында әр түрлі сцинтилляцияларды, жарқылдарды, зарядталған бөлшектер траекторияларын және т. б. құбылыстарды тіркеу мақсатында кеңінен пайдаланады.

Түнде көруге арналған сондай приборлардың бір түрінің схемалық құрылымы 93-суретте көрсетілген. Инфрақызыл сәулелер шығаратын дененің  $L_1$  объектив көмегімен алынған кескіні жартылай мөлдір, инфрақызыл

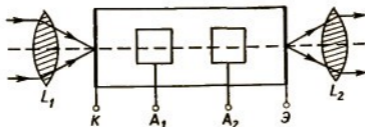
сәулелерді сезгіш оттекті-күміс-цезий фотокатод  $K$ -ға түсіріледі. Ол кескін фотокатодта фотоэлектрондық, эмиссия тудырады, оның шамасы катод учаскелерінің жарықталуына пропорционал. Катодтан эмиссияланған электрондар катод пен  $\mathcal{E}$  экран аралығына берілетін күшті электр өрісінің көмегімен үдетіледі. Олар  $A_1$  және  $A_2$  иммерсиялық линзалар арқылы өтіп, люминесценттік экранды соққылайды, сөйтіп ол көрінетін жарық шығарады. Экранда дененің көрінетін кескіні пайда болады, оны  $L_2$  объектив көмегімен бақылайды. Экран, иммерсиялық линзалар және фотокатод жоғары вакуумге дейін ауасы сорылып алынған баллон ішінде орналасқан.

**5. Электрондық микроскоп.** Электрондық микроскоп — өте күрделі электрондық-оптикалық прибор. Оған электрондық оптикалық жүйеден басқа әр түрлі механикалық тетіктер кіреді: объективті орнатып және ауыстырып отыруға, юстировкалауға, суретке түсіруге қажет механизмдер; жоғары вакуумді қамтамасыз етуші насос және т. б. Бұл жерде электрондық микроскоптың бір түрінің өзін егжей-тегжейлі қарастыру мүмкін емес. Сондықтан төменде тек кейбір микроскоптардың негізгі жұмыс принципі ғана баяндалады.

Электрондық микроскоптар линзалы және линзасыз болып екі түрге бөлінеді. Эмиссиялық проектор (§ 16) линзасыз электрондық микроскоп мысалы бола алады. Линзалы микроскоптарда өте үлкейтілген кескін объектіні тесіп өтетін, объект шығаратын не одан шағылған электрондарды фокустау нәтижесінде алынады. Осыған сәйкес линзалы микроскоптарды өткізуші, эмиссиялық, шағылдырушы және растрлы деп бөледі.

Қазіргі кездегі өткізуші электрондық микроскоптардың кейбір бөліктері оптикалық микроскоп бөліктеріне сәйкес. Оған 94-суретте келтірілген жарық сәулесі мен электрондық сәулелер жолын салыстыру нәтижесінде көз жеткізуге болады.

Өткізуші электрондық микроскоптар көмегімен өте жіңішке ( $500\text{—}1000 \text{ \AA}$ ) немесе бөлек-бөлек кішкене бөлшектерден құралатын объектілер зерттелінеді. Ал бұл микроскоптармен қалың денелер беттерін, олардың дәл таңбасын (реплика) жұқа етіп түсіріп алу арқылы зерттейді. Бұл приборлар әдетте  $25000\div 30000$  есе үлкейтілген электрондық-оптикалық кескін береді, әрмен қарай оның суретін үлкейтіп, пайдалы үлкейтуді  $100000\div 120000$  есеге жеткізуге болады. Катод тәрізді, электрондар эмис-



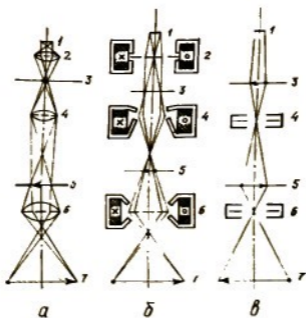
94-сурет

сиялайтын, объектілердің кескінін эмиссиялық микроскоп көмегімен алуға болады. Объект (3) (94-сурет) ретінде электрондар шығаратын беттің өзі алынады да, электрондар көзі (1) мен конденсорлық линзаның (2) қажеті болмайды. Мұндай жағдайда біз тек бет геометриясының кескінін ғана алып қоймаймыз, сонымен бірге электрондық эмиссияның беттің қайсы бөліктерінен шығып жатқандығы жөнінде де мағлұмат аламыз. Пайдалы үлкейтуі —  $5000 + 6000$  есе. Эмиссиялық микроскоптарды жоғарғы температурадағы металдардың, термокатодтардың, фотокатодтардың, электростатикалық эмиссияның, екінші ретті эмиссиялық эмиттерлердің қасиеттерін зерттеу үшін қолданады.

Шағылдырушы электрондық микроскоптар беттерді тікелей зерттеу үшін қажет. Электрондар көзінен (1) шыққан электрондар ағыны конденсорлық линза (2) арқылы өтіп, белгілі бұрышпен объект бетіне түседі, одан шағылған электрондар ағыны объектив (4) және проекциялық (6) линзалар көмегімен жинақталып экранға түсіріледі де, онда объект бетінің кескіні шығады. Шағылдырушы микроскоптардың негізгі кемшілігі — алынған кескінінің үлкейтілу кезінде масштабының бұрмалануы, сонымен қатар микроскоптың оптикалық осіне объект жазықтығының көлбеу орналасуына байланысты оның айыру қабілеттілігінің нашарлауы. Дегенмен, беттің микроскоп осіне көлбеулік бұрышы белгілі болғанда, ол бұрмалануды ескере отырып, беттің дұрыс рельефін жасауға болады. Мысалы, дөңгелек эллипс түріндегі кескін береді.

Растрлы микроскоптарда (95-сурет) объектінің кішкене элементтерінің көшірмелерінен оның толық кескіні алынады. Өзара перпендикуляр бағытта ауытқытушы екі жұп магниттік катушкалармен басқарылатын өте жіңіш-



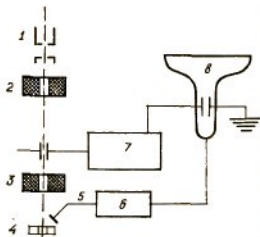


95-сурет

ке электрондық сәуле — зонд объект бетіне түсіріледі, ол сәуле, кинескоптардағы тәріздес, объект бетінде тікбұрышты растр сызады. Объект мөлдір болғандағы одан өтетін электрондарды, мөлдір болмағандағы одан шағылатын электрондарды кедергі жалғанған арнайы коллектор жинап алады. Кедергі арқылы өтетін токтың өзгерісі объект қасиеттеріне тәуелді. Егер кедергіде пайда болатын потенциалдар айырымын күшейтіп, оны кинескоп модуляторына беретін болсақ және кинескоптағы электрондық сәуле мен микроскоптағы зондтың жүрістері синхронды болатын болса, кинескоп экранында объектің үлкейтілген кескінін аламыз. Микроскоптың үлкейтуі кинескоп экранындағы жазба амплитудасының үлкен болуына байланысты.

**6. Электрондық сәулелік ауыстырып-қосқыштар.** Басқарылатын электрондық сәуле көмегімен электр тізбектеріндегі ауыстырып қосу жұмыстарын, механикалық ауыстырып қосқыштарға қарағанда, әлдеқайда жылдам жүргізуге болады. Электрондық өте шапшаң ауыстырып-қосқыштар техниканың әр түрлі саласында кеңінен қолданылады (автоматты басқару, көп каналды байланыс және т. б.).

Кәдімгі осциллографиялық түтікшені электрондық ауыстырып қосқыш ретінде пайдалануға болады, тек

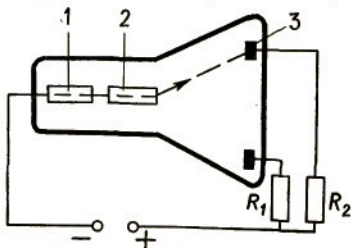


96-сурет

оның экранын контактылық пластиналар жүйесімен — ламелдермен ауыстыру керек (96-сурет). Ауытқытушы пластиналарға берілетін кернеулердің жиілігі бірдей болып, олардың фазалары  $90^\circ$ -қа ығысқан болса, онда электрондық сәуле прибор осін айнала қозғалады, бір ламелден екінші ламельге ауысып (суретте тек екі ламель ғана көрсетілген), кезекпен  $R_1$  және

$R_2$  кедергілерін қосады. Бұл типтегі ауыстырып қосқыштардың кемшілігі — тоғының аздығы, кернеуінің жоғары болуы және түтікше өлшемінің үлкен болуы.

*Трохотрон* деп аталатын электрондық ауыстырып қосқыштарда бұл айтылған кемшіліктерден белгілі дәрежеде құтылуға болады. Оның жұмыс принципін 97-сурет түсіндіреді. Приборға өзара перпендикуляр электр және магнит өрістері беріледі. Анод пен рельс арасында электр өрісі бар, ал магнит өрісі сызбаға перпендикуляр. Ондай жағдайда катодтан шығатын электрондар *трохоида* бойымен қозғалады, прибордың аты осыған байланысты шыққан. Анод пен рельс ортасына орналасқан қалақша  $\Delta$ -ге берілетін потенциалды өзгерте отырып, электрондар ағынын не жоғарғы  $\Pi_1$  пластинкаға, не төменгі  $\Pi_2$  пластин-



97-сурет

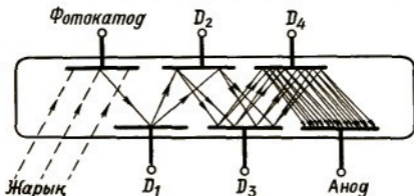
қаға бағыттауға болады. Трохотронның жұмыс принципі осы. Анод пен рельс арасындағы қалақшалар санын көбейтсек, онда оған сәйкес пластинкалар саны немесе ауыстырып-қосатын контактылар саны артады.

Кейбір трохотрондардағы ауыстырып қосу жиілігі бірнеше мегагерцке жетеді. Трохотрондардың кейбір типтерінде электрондық сәуленің орнын көзбен бақылап отыруға болады, сондықтан ондай трохотрондарды импульстерді бақылау және есептеу үшін пайдаланады.

### § 29. ФОТОЭЛЕКТРЛІК ПРИБОРЛАР

Тоғы жарық көмегімен басқарылатын электрондық приборларды фотоэлектрлік приборлар деп атайды. Фотоэлектрлік приборлардың класы өте кең, өткен параграфтарда олардың көпшілігімен біз таныстық. Олар: фотоэлементтер, фоторезисторлар, фотодиодтар, фотогальваникалық элементтер, фототранзисторлар, электрондық-оптикалық түрленгіштер. Сондықтан бұл параграфта тек фотоэлектрондық күшейткіштер жұмысымен ғана танысамыз.

Фотоэлектрондық күшейткіш (ФЭК). Фотоэлементтердің беретін фототоғы өте аз болғандықтан, көп жағдайда оны күшейту қажет болады. Ондай аз токтарды күшейту үшін екінші ретті электрондық эмиссия құбылысы қолданылатын приборларды *фотоэлектрондық күшейткіш* деп атайды. Бұл приборды 1934 ж. Л. А. Кубецкий жасаған болатын. Жарық әсерінен фотокатодтан (98-сурет) бөлініп шыққан электрондар электр (не магнит) өрісінің көмегімен екінші ретті эмиссия коэффициенті (едәуір) диод деп аталатын,  $D_1$  электродқа бағытталады.  $D_1$  диодтан соғып шығарылған екінші ретті электрондар потенциалы жоғарылау  $D_2$  диодқа тартылып,

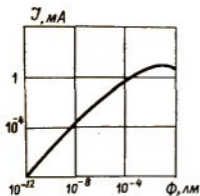


98-сурет

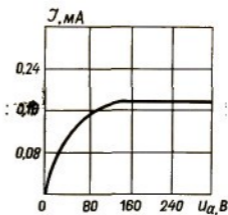
онан бұрынғыдан да көп екінші ретті электрондар соғып шығарады және т. б. Олай болса, анодқа (коллекторға) жететін электрондар ағыны өте үлкен және ол фотокаатодқа түсетін жарық ағынына тәуелді. Бір динодтан екінші динодқа электрон ағынын бағыттауды жақсарту мақсатында динодтар формасын жарты цилиндр етіп алады. Егер динодтың екінші ретті электрондық эмиссия коэффициенті  $\sigma$  (ол әдетте 4+5) болса және көбею сатысының саны  $n$  (ол 20-ға дейін жетеді) болса, онда фототокты күшейту коэффициенті  $K_i = \sigma^n$ . Қазіргі кездегі ФЭҚ-терде ол  $10^8$ -не жетеді. Сонымен, күшейткіш жүйенің көмегімен прибордың сезгіштігін миллиондаған есе арттыруға болады екен. Прибор ішінде жоғары вакуум жасалады.

ФЭҚ-тердің маңызды параметрінің бірі — оның интегралдық сезгіштігі, оны  $K \cdot K_y$  көбейтіндісімен анықтайды, мұндағы  $K$  — фотокатод сезгіштігі. Көпшілігінде ФЭҚ-терді әлсіз жарық ағындарын тіркеу үшін қолданады, сондықтан интегралдық сезгіштігі ең үлкен болғанын өзінде тізбектегі ток ондаған миллиамперден аспайды. Фотоэлектрондық күшейткіш сезетін жарық ағынының ең аз мәнін оның табалдырық сезгіштігі деп атайды. ФЭҚ-тің тағы бір қажетті параметрі — жұмыс режимінде оны толық қараңғылап тастаған кезде, анодтық тізбекте жүретін қараңғылық токтың шамасы. ФЭҚ-тің ең маңызды характеристикалары — сәулелік және анодтық. Сәулелік характеристикасы шығатын токтың спектралдық құрамы тұрақты болатын жарық ағынына тәуелділігін сипаттайды. Ондай характеристиканың мысалы 99-а-суретте көрсетілген. Жарық ағыны өзгерісінің едәуір интервалында сәулелік характеристика сызықты болып қалады. Жарық ағыны үлкен болған кезде оның түзу сызықтан ауытқуы соңғы динодтың жанында пайда болатын көлемдік теріс зарядтың әсерінен, динодтардан екінші ретті электрондардың түгел алынып кетпеуіне байланысты.

Анодтық характеристика, түсетін жарық ағыны тұрақты болғанда және қалған динодтардағы потенциал өзгермегенде, шығатын токтың анод пен соңғы динод арасындағы кернеуге байланыстылығын көрсетеді (99-б-сурет). Характеристиканың алғашқыда жылдам көтерілуі анод пен соңғы динод аралығындағы көлемдік заряд режиміне сәйкес. Кернеуді әрмен қарай өсіргенде ток өзінің қанығу мәніне жетеді де, енді кернеуді өсір-



а

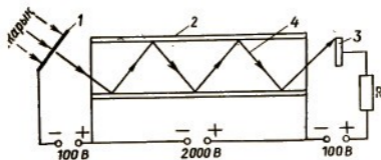


б

99-сурет

генмен анодтық ток өзгермейді. Біз қарастырған ФЭК-ті *көпсатылы* деп атайды. Кейде бір ғана диоды бар ФЭК-терде қолданылады, оларды *жалғыз сатылы* деп атайды. Қолданылуына қарай ФЭК-тердегі диодтық жүйенің конструкциясы әр түрлі болуы мүмкін. Соңғы жылдары диодтық жүйе ретінде ішкі бетіне эмиттер жағылған шыны түтікшелер (каналдар) қолданыла бастады (100-сурет), кернеу оның шеттеріне беріледі. Мұндай жүйенің күшейту коэффициенті, шеттеріне берілетін жұмысшы кернеу  $1,5 \div 2$  кВ болғанда,  $10^5 \div 10^6$ -не дейін жетеді.

ФЭК-тердің қолданылатын жерлері өте көп: ядролық физикада иондаушы сәулелерді тіркеу және өлшеу үшін; фотоэлектрлік фотометрлерде; әр түрлі фототелевизиялық жүйелерде; астрономияда жұлдыздарды фотометриялау үшін; жасанды жер серіктеріне, планетааралық, космостық корабльдерге және станцияларға кеңістікте бағдар беріп отыратын автоматты пеленгаторларда; әр түрлі автоматты және өлшеу жүйелерінде; фототелеграф



100-сурет

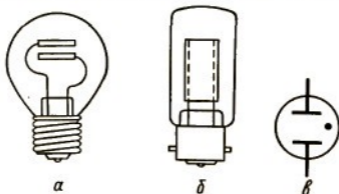
құрылғыларында; оптикалық фонограммада және т. б. ФЭҚ-тердің кемшіліктері — уақыт өткен сайын оның сезгіштігінің өзгеруі (ескіруі) және артық жарыққа төзімділігінің аздығы. ФЭҚ ұзақ уақыт және сенімді жұмыс істеу үшін анодтық ток бірнеше миллиамперден аспауы тиіс, ондай болмаған жағдайда анодтан газ бөлініп, прибор жылдам істен шығады.

### § 30. ИОНДЫҚ ПРИБОРЛАР

Газдардағы электр разрядтарына байланысты болатын көптеген құбылыстар электровакуумдағы приборларда пайдаланылады, ондай приборларды *иондық* не *газ разрядты приборлар* деп атайды. Иондық приборлар әр түрлі электрондық аппаратураларда барынша кеңінен қолданылады, соған қарамай әр түрлі салаларда қолданылатын иондық приборлар қатары үздіксіз толықтырылуда. Бұл жерде біз солардың негізгілерін қарастырамыз.

**1. Неондық шам.** Бұл — иондық приборлардың ең қарапайымы. Шыны баллон қысымы  $10^3$  Па шамасы газ қоспасымен (әдетте неон, аргон және гелий, неон басымырақ болады) толтырылады. Оның электродтары екі никель диск (101, а-сурет), немесе екі концентрлі цилиндр (101, б-сурет) түрінде жасалады. 101, в)-суретте оның схемалардағы шартты белгісі көрсетілген. Жұмыс кернеуі  $48 \div 200$  В, тогы  $0,5 \div 1$  мА.

Бұл кернеудің әсерінен шамда қызыл-сары жарық шығаратын солғын разряд пайда болады. Неондық шам негізінен кернеудің не токтың, электромагниттік өрістің бар-жоқтығын ажырататын индикатор ретінде қолданылады. Бірінші жағдайда оны тоғы бар не жоқ екенін



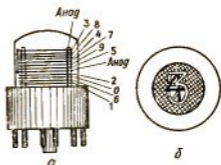
101-сурет

анықтау қажет болатын тізбектің бөлігіне параллель қосады, ал екінші жағдайда — оны тізбекке қосудың қажеті болмайды, өйткені разряд тудыратын электр қозғаушы күшті жоғары жиілікті электромагниттік өрістің өзі жасайды.

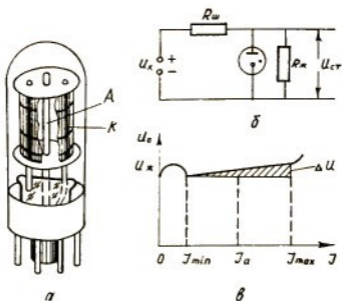
Қызыл-сары жарық алыстан жақсы көрінетін болғандықтан, неондық шамдарды сигнализацияда да жиі қолданады. Оның кез келген электроды катод та, анод та бола алатындықтан, неондық шамдарды тұрақты ток тізбегіне де, айнымалы ток тізбегіне де қосуға болады.

**2. Цифрлар индикаторлары.** Қазіргі кездегі автоматика мен есептеуіш техникасы құрылғыларында цифрларды индикациялаудың неше түрлі жүйелері қолданылады. Солардың кейбіреулеріне бұл мақсат үшін иондық приборлар пайдаланылады. Мысал ретінде көбірек қолданылатын цифрлық индикаторлық шамның жұмысымен танысайық, оның конструкциясы 102-суретте келтірілген. Шамда нихром сымнан 0-ден 9-ға дейінгі цифрлар түрінде иіліп жасалған. 10 катод бар. Катодтар бірінен кейін бірі және бір-бірінен 1 мм-дей қашықтықта орналастырылған. Анод ретінде жіңішке сымдардан тоқылған екі тор алынады, оның бірі шамның төбесіне, екіншісі 5 және 2 цифрларын өрнектейтін катодтар аралығына орналастырылады. Шамның цоколінде 11 саусақша бар. Катодтардың біріне және анодка кернеу берілгенде шектеуші кедергі арқылы шамда солғын разряд пайда болады. Баллон неон газымен толтырылатындықтан цифр қып-қызыл болып айқын көрінеді. Шамның цифрлар оның бүйір жағынан оқылатындай етіп те, жаусауға болады.

**3. Стабилитрондар.** Солғын және тәжді разрядтардың вольт-амперлік характеристикаларында разряд кернеуінің токқа аз байланыста болатын бөлігі бар. Міне газ разрядтарының осы қасиеті электрондық аппаратураларда кернеуді тұрақтандыру (стабилизациялау) үшін кеңінен қолданылады. Кернеу стабилизаторлары ретінде катоды суық екі электроды бар газ разрядты приборлар пайдаланылады, оларды *стабилитрондар* деп атайды.



102-сурет



103-сурет

Қолданылатын разрядтың түріне байланысты стабилитрондарды солғын разрядты және тәжді разрядты деп бөледі. Солғын разрядты стабилитронның конструкциясы коаксиальды болады (103, а-сурет). Сыртқы цилиндр формалы электрод — катод К, ал ішкі никель стержень — анод А. Баллон, қысымы  $3 \cdot 10^3 + 10^4$  Па болатындай, инертті газдар қоспасымен толтырылады. Тізбекке ол дәл жартылай өткізгіш стабилитрондар тәрізді қосылады (103, б-сурет). 103, в-суретте стабилитрондағы кернеудің кемуінің стабилитрон арқылы өтетін токқа тәуелділігі көрсетілген. Бұл типтегі стабилитрондар қалыпты катодтық кему режимінде жұмыс істейді. Шам арқылы жүретін токты шектеу мақсатында онымен тізбектеп резистор  $R_w$  қосады, оның стабилизациялау процесіндегі атқаратын ролі өте күшті. Оны кіретін кернеу қалыпты шамаға тең болғанда,  $I_a$  стабилитрон арқылы өтетін токтың шамасы  $I_{min}$  мен  $I_{max}$  қосындысының жартысына тең болатындай етіп, тандап алады.  $R_w$  -дің шамасы әдетте бірнеше килоом болады.

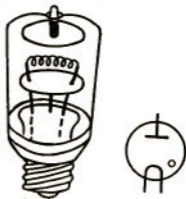
Стабилизатордың жұмыс принципін былай түсіндіруге болады. Кіру кернеуі  $U_k$  көбейгенде, стабилитрон арқылы өтетін ток та көбейеді. Ондай жағдайда разряд қамтитын катод ауданы өсіп, стабилитронның ішкі кедергісі  $R_l$  кемиді. Сондықтан стабилитрондағы кернеудің кемуі  $U_{ct} = I'R_c$ , олай болса,  $R_w$  жүк кедергідегі



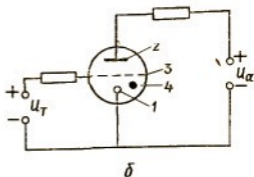
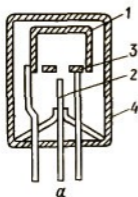
кернеу өзгермей қала береді. Кіру кернеуі азайған жағдайда  $I_a$  стабилитрон тогы кемиді де, ол оның ішкі кедергісінің кемуіне әкеп соғады, тағы да  $U_{ст} = I''R_c$  тұрақты болып қалады. Сонымен, кіру кернеу әсерінен стабилитрон арқылы өтетін ток  $I_{min}$ -нан аз,  $I_{max}$ -нан артық болмаса,  $R_{ж}$  жүк кедергісіндегі кернеу тұрақты болып қала береді екен.

Отанымыздың өнеркәсібі шығаратын солғын разрядты стабилитрондар токтың үлкен интервалында жұмыс істеуге арналған. Олардың минималь тогы 3÷5 мА, ал максималь тогы 30÷40 мА-ге жетеді. Стабилизацияланатын кернеудің мәні 70 В пен 150 В аралығында жатады. Стабилитронның жұмысшы тогының өзгеруі шегіндегі стабилизацияланған кернеудің максималь өзгеруі 2÷6%-тен аспайды. Стабилитрондардың жану кернеуінің стабилизацияланған кернеуден артық болатынын естен шығармаған жөн (103-сурет). Ток аз болғанда жоғарғы кернеулерді стабилизациялау үшін тәж разрядты стабилитрондар қолданылады. Олардың конструкциясы да коаксиальды цилиндрлерден тұрады (60-сурет). Сыртқы цилиндр электрод-катод, ішкісі — анод болады. Тәжді разряд пайда болатын кернеудің мәні қысымға тығыз байланысты, сондықтан приборды қысымы  $10^4$  Па болатын сутегімен толтырады. Отанымыздың өнеркәсібі шығаратын тәжді разрядты стабилитрондар 400 В-тан 30 кВ дейінгі кернеулерге арналып жасалады, стабилизация тогы  $I_{min} = 3 ÷ 50$  (мкА),  $I_{max} = 100 ÷ 1500$  (мкА). Жұмыстық диапазондағы стабилизацияланған кернеу өзгерісі 4—5%-тен артық болмайды. Тәжді разрядты стабилитрондар тізбекке басқа стабилитрондар тәріздес тіркеледі.

**4. Газотрондар.** Газотрондар — қысымы шамамен 10 Па инертті газбен немесе қысымы 0,1÷1,0 Па болатындай сынап буымен толтырылған, катоды қыздырылатын және ішінде тәуелді доғалық разряд жүретін екі электродты газ разрядты прибор. Олар айнмалы токты түзету үшін қолданылады. Газотрондардың құрылымы 104-суретте келтірілген. Егер анодка оң потенциал



104-сурет



105-сурет

беріліп, ол белгілі мәнге (сынап буымен толтырылған газотрондар үшін  $10 \div 12$  В, газбен толтырылғандары үшін  $100 \div 600$  В, жеткенде газотронда доғалық разряд жүреді, сөйтіп өткізгіштігі өте жоғары плазма пайда болады.

Оны керісінше қосқанда (анод — минус, катод — плюс), катодтан шығатын электрондарды электр өрісі кері қайтарып отыратындықтан, приборда разряд пайда болмайды. Сынап буымен толтырылған газотрондар 20 кВ дейінгі, ал инертті газбен толғандары — 30 кВ дейінгі кері кернеуді ұстай алады. Әдетте катодты қыздыратын кернеу өте төмен болады (2,5 В немесе 5 В), өйткені жоғары кернеулерде катодтың ұштарының арасында доға тұтануы мүмкін. Соңғы жылдары сутегімен толтырылған газотрондар қолданыла бастады, оның жоғарыда айтылған газотрондарға қарағанда бірқатар артықшылығы бар.

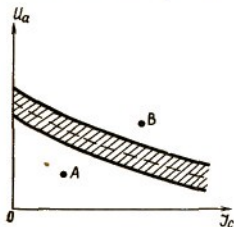
**5. Тиратрондар.** Тиратрон — үш электроды (катод, анод, тор) бар иондық прибор. Оның екі түрі бар: *солғын разрядты* (суық катодты), *доғалық разрядты* (қыздырылатын катодты).

Солғын разрядты тиратронның конструкциясының бірі 105-суретте келтірілген. Мұндай тиратрондар қысымы  $2,5 \cdot 10^3 \div 5 \cdot 10^3$  Па болатын инертті газбен толтырылады. Солғын разрядты тиратронның катоды ішкі беті цезиймен активтелген металл цилиндр түрінде жасалады. Анодтың ролін молибден стержень атқарады да, торды (оны қосқыш электрод деп атайды) ортасында саңлауы бар диск формалы етіп жасап, катод пен анод арасына орналастырады.

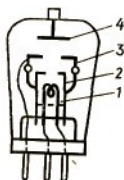
Тиратрон анодына разряд жанатын кернеуден кемдеу  $U_a$  кернеу беріледі. Бұл жағдайда тиратронның анодтың тізбегі үзілген. Егер торға катод пен тор арасында разряд жүретіндей кернеу берілсе, онда тордағы санлау арқылы анод аймағына электрондар өтіп, анодтор аралығында разрядтың пайда болуын жеңілдетеді. Тор тізбегіндегі разряд неғұрлым интенсивті болса, анодтық кеңістікке өтетін электрондардың мөлшері солғұрлым көп болады да, анодтық тізбектегі разрядтың жану кернеуінің мәні төмендейді.

Тор тізбегіндегі разряд интенсивтілігін тордағы ток анықтайды, сондықтан солғын разрядты тиратрондардың характеристикасы ретінде разряд пайда болатын анодтық кернеудің тордағы токқа тәуелділігі алынады, немесе  $U_a = f(I_T)$ . Бұл байланысты солғын разрядты тиратронның қосылу характеристикасы деп атайды (106-сурет). Мұнан біз тор тізбегіндегі токты көбейткенде, анодтық тізбекте разряд пайда болатын кернеу мәнінің азаятындығын көріп отырмыз. Тиратрон жұмыс істейтін ортадағы жағдайға байланысты, оның қосылу характеристикасы белгілі облысты алып жатады. Қосылу характеристикасынан төмен жатқан нүктелерде (мысалы А) анодтық тізбек үзілген болады, ал жоғары жатқан нүктелерде (мысалы В) — ол қосылған.

Тиратрон қосылғаннан кейін тор өзінің басқарушы ролін жоғалтады, өйткені оның өрісі разрядтық плазмамен экрандалады. Разрядты тоқтату үшін (приборды өшіру үшін) анодқа кернеу беруді  $10+100$  мкс уақытқа тоқтата тұру керек. Бұл уақыт ішінде разрядтық аралықтағы газ бейтараптанып, тор қайтадан басқаратын



106-сурет



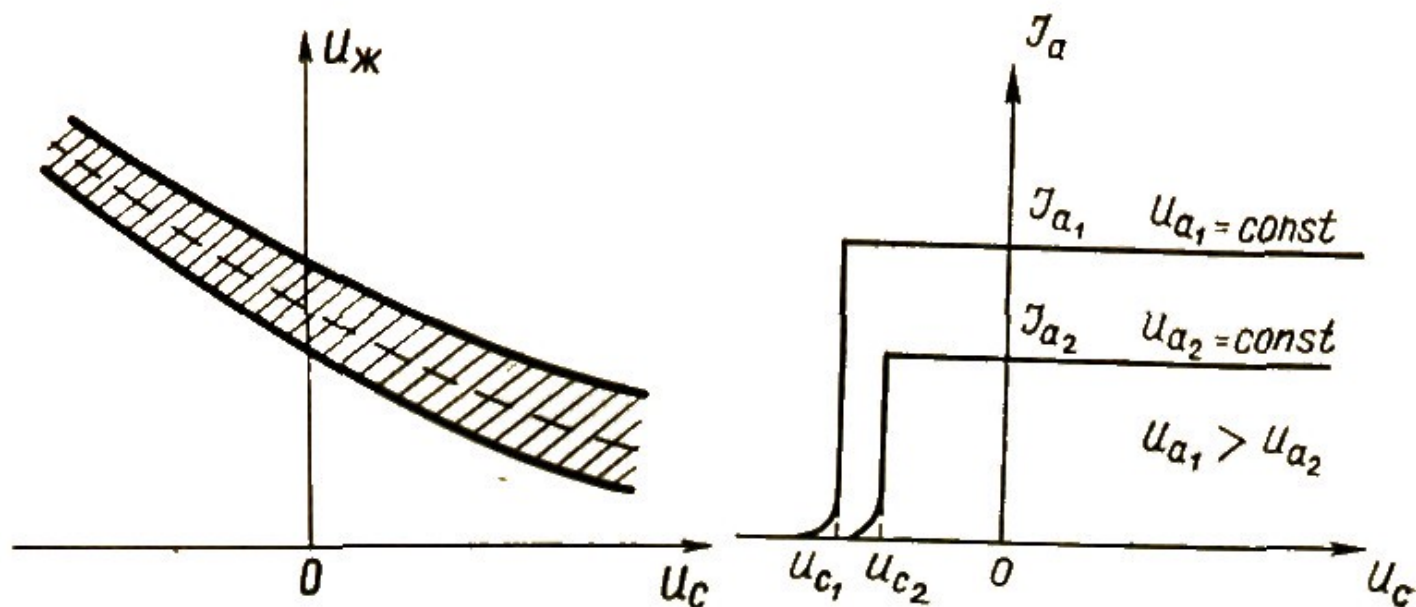
107-сурет

қасиетке ие болады. Бұл — тиратрондарды қайта қосу жиілігі  $10 \div 20$  кГц-тен аспайды деген сөз. Соңғы жылдары сутегімен толтырылған солғын разрядты тиротрондар шықты, сутегінің деионизациялану (бейтараптану) шапшаңдығы үлкен болғандықтан, ондай тиратрондарды қайта қосу жиілігі 1 мГц-ке дейін өсті. Сонымен солғын разрядты тиратрондардың екі түрлі жұмысшы күйі бар: «ашық» — ток өткізеді, «жабық» — ток өткізбейді. Міне солғын разрядты тиратрондардың осы қасиетіне байланысты, оларды сыртқы әсерлерге дайын тұратын және үлкен ток көздерін қажет етпейтін реле ретінде әр түрлі автоматты және телемеханикалық құрылғыларда кеңінен қолданады. Солғын разрядты тиратрондардың көлемі үлкен болмайды, олардың механикалық беріктігі жоғары және жұмысшы температурасының диапазоны кең ( $-60^\circ$ -тан  $100^\circ\text{C}$ -қа дейін). Мұндай құндылығымен қатар олар ұзақ уақыт жұмыс істей алады және оларды пайдалану энергетикалық тұрғыдан тиімді.

Артықшылығы көп болғанымен солғын разрядты тиратрондар доғалық разрядты тиратрондардай қуатты емес. Доғалық разрядты тиратрондардың жұмыс принципі басқаша, оларда қыздырылатын катод қолданылады (107-сурет). Бұларда тор катодты толық орап тұрады, катодтан шыққан электрондар торды оралып анодка өте алмайтындықтан шамда басқарылмаған разряд жүрмейді. Мұндай тиратрондар сынап буымен (0,1—1,0 Па), немесе инертті газдармен (20÷40 Па) толтырылады.

Катодты қыздыратын кернеу тұрақты болғанда тиратрондарда доғалық разряд пайда болатын кернеудің мәні тордағы кернеуге тәуелді, немесе  $U_{ж} = f(U_{т})$ . Бұл тәуелділікті доғалық разрядты тиратронның қосылу характеристикасы деп атайды (108-сурет). Солғын разрядты тиратрондардағыдай бұл характеристика да қоршаған ортаның температурасына, өзінің қызуына, жұмыс режиміне және басқа да факторларға байланысты белгілі облыста жоғары-төмен ығысып отырады.

Доғалық разрядты тиратронның екінші бір маңызды характеристикасы — анодтық-торлық характеристика (109-сурет). Ол, анодтық кернеу тұрақты болғанда, анодтық токтың тордағы кернеуге тәуелділігін сипаттайды. Тордағы теріс кернеудің мәні едәуір болған кезде электрондардың жылдамдығы газ молекулаларын иондауға жеткіліксіз болады да, ол кернеуді жайлап өсіргенде алғашқыда анодтық ток триодтардағы тәрізді өзгереді.



108-сурет

109-сурет

Тордағы кернеудің мәні  $U_{c_1}$  -ге жеткенде газ иондалады. Анодтық ток секірмелі түрде  $I_{a_1}$  мәніне жетеді, ол берілген анодтық кернеу  $U_a$  -ның және тізбектегі жүк кедергісінің шамаларымен анықталады, сөйтіп лампыда доғалық разряд жанады. Осы кезден бастап, солғын разрядты тиратрондардағыдай, анодтық ток тор кернеуіне тәуелді болмай қалады. Шамдағы доғалық разрядты тек анодтық кернеуді ұзу арқылы ғана тоқтауға болады. Газ деионизацияланғаннан кейін барып қана тор қайтадан басқара алады. Сынап буымен толтырылған доғалық разрядты тиратрондардың деионизациялану уақыты  $0,1 \div 0,3$  мс, сондықтан оларды жиілігі 1 кГц-тен артық болатын айнымалы ток тізбектеріне қосуға болмайды. Ал, инертті газдармен толтырылған мұндай тиратрондардың деионизациялану уақыты аздау, оларды 10 кГц және одан да жоғары жиіліктегі тізбектерде қолдануға болады.

Импульстік техникада сутегімен толтырылған тиратрондарда қолданылады, олардың деионизациялану уақыты тіпті аз, сондықтан олар 30 кГц жиілікке дейін жұмыс істей алады. Доғалық разрядты тиратрондар түзетілген кернеудің шамасын реттеу қажет болатын түзеткіштер схемасында, тұрақты токты айнымалы токқа айналдыратын инверторлар схемасында, электрмен пісіруге арналған құрылғылар схемасында, тұрақты және айнымалы ток электр двигательдерін қозғалысқа келтіретін иондық жетектер схемасында, ара тәрізді кернеу беретін генераторларда, автоматика мен телемеханиканың әр түрлі схемаларында маңызды роль атқарады.

## ӘДЕБИЕТТЕР

1. Гапонов В. И., Электроника, часть I и II.—М.: Изд. Физмат. лит., 1960
2. Добрецов Л. Н. и Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника, «Наука», Л., 1966
3. Соколов В. Д. Физические основы электронной техники.—М.: Выс. школа, 1979
4. Фридрихов С. А., Мовнин С. К. Физические основы электронной техники.—М.: Выс. школа, 1982
5. Бобровников Л. Х. Физические основы электроники.—М.: «Просвещение», 1977
6. Жеребцов И. П. Основы электроники, Энергия.—М.: 1974 г.
7. Гершунский Б. С. Основы электроники.—Киев.: Выс. школа, 1977
8. Герасимов С. М. и др. Физические основы электронной техники.—Киев.: Выс. школа, 1981
9. Миклашевский С. П. Промышленная электроника.—М.: Выс. школа, 1973
10. Забродин Ю. С. Промышленная электроника.—М.: Выс. школа, 1982
11. Морозова И. Г. Физика электронных приборов.—М.: Атомиздат, 1980
12. Харченко В. М. Основы электроники.—М.: Выс. школа, 1982
13. Гурлев Д. С. Справочник по электронным приборам.—Киев.: Техника, 1979
14. Полупроводниковые приборы (справочник).—М.: Энергоиздат, 1982
15. Канцельсон Б. В. и др. Электровакуумные и газоразрядные приборы.—М.: РИС, 1985

# МАЗМҰНЫ

Кіріспе . . . . .	3
<b>I тарау. Қатты денелердегі ток</b>	
§ 1. Электрон және оның негізгі қасиеттері . . . . .	7
§ 2. Атомдағы электрондар . . . . .	11
§ 3. Кристалдардағы энергетикалық зоналар . . . . .	14
§ 4. Металдағы электрондар статистикасы . . . . .	19
§ 5. Диэлектриктер мен жартылай өткізгіштердегі электрондар статистикасы . . . . .	26
§ 6. Металдар мен жартылай өткізгіштердің электр өткізгіштігі . . . . .	30
§ 7. Қатты денелер шекарасындағы потенциалдық тосқауыл. Электрондардың шығу жұмысы . . . . .	34
§ 8. Контактлық потенциалдар айырымы . . . . .	38
§ 9. Металл мен жартылай өткізгіш контактысы . . . . .	41
§ 10. Электронды-кемтіктік ауысу . . . . .	45
<b>II тарау. Электрондық эмиссия</b>	
§ 11. Металдардың термоэлектрондық эмиссиясы . . . . .	49
§ 12. Термоэлектрондық эмиссия теңдеуіндегі тұрақтыларды экспериментте анықтау . . . . .	51
§ 13. Сыртқы үдеткіш электр өрісінің металдардың термоэлектрондық эмиссиясына ықпалы . . . . .	55
§ 14. Металл бетінде бөгде заттың моноатомдық қабаты болғандағы оның термоэлектрондық эмиссиясы . . . . .	58
§ 15. Оксидті катод . . . . .	60
§ 16. Электрондардың электростатикалық эмиссиясы . . . . .	62
§ 17. Фотоэлектрондық эмиссия құбылысы . . . . .	67
§ 18. Металдардың және жартылай өткізгіштердің екінші ретті электрондық эмиссиясы . . . . .	78
§ 19. Термоиондық эмиссия . . . . .	84
<b>III тарау. Вакуумдағы электр тогы</b>	
§ 20. Электрондардың вакуумдағы біртекті электр және магнит өрісінде қозғалысы . . . . .	87
§ 21. Осьтік симметриялы электр және магнит өрісінде электрондардың қозғалуы . . . . .	96
§ 22. Электрондық оптика жөнінде ұғым . . . . .	102
§ 23. Көлемдік заряды бар жағдайдағы вакуумдағы ток . . . . .	107
<b>IV тарау. Жартылай өткізгішті, электрондық және иондық приборлар</b>	
§ 24. Жартылай өткізгішті резисторлар . . . . .	112
§ 25. Жартылай өткізгішті диод . . . . .	116
§ 26. Транзисторлар . . . . .	125
§ 27. Электрондық шамдар . . . . .	134
§ 28. Электрондық-сәулелік приборлар . . . . .	144
§ 29. Фотоэлектрлік приборлар . . . . .	155
§ 30. Иондық приборлар . . . . .	158
Әдебиеттер . . . . .	166

Учебное издание

**Кудайберген Жанабергенов**

**ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОНИКИ**

*(на казахском языке)*

Редакторы И. Токтамысов  
Суретшісі А. Седельников  
Көркемдеуші редакторы К. Өтебаев  
Техникалық редакторы О. Рысалиева  
Корректоры Қ. Гаипова

ИБ № 3735

Теруге 01.07.88. берілді. Басуға 14.08.89. қол қойылды. Пішімі 84×108<sup>1/2</sup>. Баспаханалық № 2 қағаз. Әріп түрі «Әдеби». Шығмыңқы басылым. Шартты баспа табағы 8,82. Шартты бояулы бет таңбасы 9,03. Есептік баспа табағы 8,122. Тиражы 2460 дана. Заказ № 2899. Бағасы 25 тмын.

Қазақ ССР Баспа, полиграфия және кітап саудасы істері жөніндегі мемлекеттік комитетінің «Мектеп» баспасы, 480124, Алматы қаласы, Абай проспектісі, 143 ұй.

Қазақ ССР Баспа, полиграфия және кітап саудасы істері жөніндегі мемлекеттік комитетінің «Кітап» полиграфиялық өндірістік бірлестігінің «Кітап» фабрикасы, 480124, Алматы қаласы, Гагарин проспектісі, 93 ұй.