ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ
Қ. И. Сәтбаев атындағы
Қазақ ұлттық техникалық зерттеу университеті

А. Ш. Иркегулов, Г.Қ. Тұрлыбекова, М.А. Мұхамедғалиева

ОПТИКА ЖӘНЕ АТОМДЫҚ ФИЗИКА

(Техникалық мамандықтардың 1–2 курс студенттері үшін)
Физикалық практикум

II бөлім

Университеттің Ғылыми-әдістемелік кеңесі
оқу құралы ретінде ұсынған

Алматы 2016

ЖОК 535:539.1 (075.8)
И 79

Пікір жазғандар:
М. Ш. Қарсыбаев, физика каф. меңг., физ.-мат. ғыл. канд., проф., АЭжБУ
Ж. К. Қалкөзова, физ.-мат. ғыл. канд., доц., әл-Фараби атындағы ҚазҰУ
Т.Ж. Қонақбаев, физ.-мат. ғыл. канд., доц., Қ.И. Сәтбаев атындағы ҚазҰТЗУ

Қазақстан Республикасы Білім және ғылым министрлігінің 2016 жылғы басылым жоспары бойынша басылды.

Иркегулов А. Ш.

И 79 Оптика және атомдық физика: Физикалық практикум. II бөлім (техникалық мамандықтардың 1–2 курс студенттері үшін). Оқу құралы/ /*А.Ш. Иркегулов, Г.Қ. Тұрлыбекова, М.А. Мұхамедғалиева.* Жалпы редакциясын басқарған ф.-м.ғ.к., доц. А. Ш. Иркегулов. – Алматы: ҚазҰТЗУ – 2016. – 115 б. Сурет 49. Кесте 17. Библиогр. тізім – 17 атау.

ISBN 978–601–323–013–9
2 – бөлім. -2016. -115б
ISBN 978–601–323–015–3

Оқу құралы Қазақстан Республикасының Білім және ғылым министрлігімен бекітілген Типтік оқу бағдарламасына және мамандықтың МЖБС талаптарына, сондай-ақ, зертханалық сабақты ұйымдастырудың және өткізудің психологиялық-педагогикалық негіздеріне сай жазылған.

Оқу құралында берілген зертханалық жұмыстардағы құралдар мен әдістер, сондай-ақ, өлшеу нәтижелерін өлшеу және есептеу түрлері, студенттердің орындалатын зертханалық жұмыстардың теориялық негіздерін меңгеру барысында ойлау қабілетінің белсенділігін арттыруға, тәжірибелік біліктілік пен дағдыға ие болуына әсерін тигізіп, жұмыстың мақсатына жетуіне алып келеді.

Физикалық практикум техникалық мамандықтардың студенттеріне арналған. Оған жалпы және теориялық физика кафедрасында орындалатын 15 зертханалық жұмыстың сипаттамасы кіреді.

ЖОК 535:539.1 (075.8)

ISBN 978–601–323–015–3
ISBN 978–601–323–013–9

© Иркегулов А.Ш., Тұрлыбекова Г.Қ., Мұхамедғалиева М.А., 2016
© Қ.И. Сәтбаев атындағы ҚазҰТЗУ, 2016

КІРІСПЕ

Жұмыстың басты мақсаты – студенттерге курстың негізгі түйінді сұрақтарын меңгеру үшін әртүрлі оптикалық құбылыстарды тәжірибеде зерттеп үйрену. Мұндай процесс барысында студенттер әртүрлі оптикалық аспаптар және қондырғылармен танысады, сондай-ақ, қазіргі заманғы физикалық қондырғылармен (лазерлер, спектроскоптар, пирометрлер, сандық құралдар және т.с.с.) жұмыс істеу дағдысын игереді.

Зертханалық жұмысты орындауға әдістемелік нұсқау жұмыстың мақсатынан, теориялық кіріспеден, теориялық мәліметтерге негізделген жұмысты орындау әдісінен, тәжірибелік қондырғы сипаттамасынан, тапсырмаларды орындау ретінен, сондай-ақ тәжірибелік өлшеу нәтижелерін өңдеу әдістерінің сипаттамасынан тұрады. Әдістемелік соңында, студенттер өз білімін тексеру үшін бақылау сұрақтары келтірілген.

Жұмыста есептеу формулаларын қорытып шығаруға және тәжірибе орындау барысында өлшеулер мен есептеулер нәтижелері түріне аса көңіл бөлінген. Тәжірибелік өлшеу нәтижелерін математикалық өңдеу әдістері, өлшенетін шаманы бағалау нұсқаулықтың соңында қосымшада келтірілген.

Оқу құралы бірінші және екінші курс студенттерін арнайы әдебиеттермен жұмыс істеуге, қазіргі заманғы құралдарды қолдануға және өлшеу әдістерін меңгеруге мүмкіндік береді.

Оқу құралы студенттерге зерттелетін құбылыс жайында толық мағлұмат береді деп айта алмаймыз, сондықтан жұмыстың соңында келтірілген әдебиеттерді қолдануға кеңес береміз.

Зертханалық жұмысты орындауға дайындық кезінде әрбір студент зертханалық жұмыс дәптеріне келесі мәліметтерді жазу керек:

– жұмыстың нөмірі, тақырыбы;

– қондырғының сұлбасы;

– кестелер, есептеу формулалары және есептеу қателіктері;

– жұмыстың орындалу реті.

Қондырғымен немесе оның жекелеген бөліктерімен жұмыс жасау барысында қауіпсіздік техникасының ережелерін сақтау қажет.

Зертханалық жұмысты орындау үшін студенттен зертханалық жұмыс сипаттамасында келтірілген рет бойынша қондырғымен жұмыс жасай білуі талап етіледі.

Өлшеу барысында нәтижелерді жүйелі түрде жұмыс дәптеріндегі кестеге енгізіп отыру қажет. График тұрғызу жұмыс орындау барысында жүргізіледі.

№7 зертханалық жұмыс

СӘУЛЕ ШЫҒАРУ СПЕКТРЛЕРІН ЗЕРТТЕУ

Монохроматордың жұмыс істеу принципімен танысу және оны градуирлеу, спектрлік сызықтардың толқын ұзындығын анықтау

Жұмыстың мақсаты: Сәуле шығару спектрлерін зерттеу. Монохроматордың жұмыс істеу принципімен танысу және оны градуирлеу, спектрлік сызықтардың толқын ұзындығын анықтау.

1. Теориялық кіріспе

Абсолют нөл температурадан жоғары температурада, кез келген қыздырылған дене кеңістікке электромагниттік толқындар шығаратыны белгілі.

Жылулық қозғалыс барысында атомдар мен молекулалардың қозуы нәтижесінде пайда болған мұндай сәуле шығаруды жылулық (температуралық) сәуле шығару деп атайды.

Осы сәуле шығаруға сәйкес келетін толқын ұзындықтардың жиынтығын сәуле шығару спектрі деп атайды.

Спектрдің үш түрі бар:

1) Егер қыздырылған қатты немесе сұйық дене шығарған жарықты призма арқылы өткізсе, онда призмадан кейін орналасқан экранда үздіксіз түрлі-түсті жолақ аламыз, оны *тұтас немесе үздікісіз спектр* деп атайды. Мысалы, мұндай спектрді қыздыру шамындағы қатты қыздырылған вольфрам қылы береді.

2) Қыздырылған булар немесе газдар шығарған жарықты призма арқылы өткізгенде қара аралықтармен бөлінген жекелеген жарық сызықтардан тұратын спектр береді, оны сызықтық спектр деп атайды. Сызықтық сәуле шығару спектрінің көзі болып газ күйіндегі қандай да бір химиялық элементтер немесе олардың атомдары табылады.

Мысалы, сутегінің, гелийдің, неонның спектрлері. Газ күйіндегі барлық металдар да сызықтық спектр береді.

3) Егер сәуле шығару көзі болып атомдар немесе иондар емес, зат молекулалары табылса, бұл кезде байқалатын спектрді

жолақ спектр деп атайды, мысалы, метанның спектрі. Бұл спектр бір жақ шеті айқын, ал келесі шеті тұтасып кеткен жолақтардан тұрады.

Ажыратқыштық қабілеті жоғары құралды қолданған кезде, бұл жолақтар бір-біріне өте жақын орналасқан көптеген сызықтардан тұратыны байқалады.

Спектрдің табиғаты кванттық теория арқылы түсіндіріледі. Бұл теория бойынша атом оң зарядталған ядродан және оның радиустары әртүрлі белгілі бір орбиталар бойымен айналып жүрген электрондардан тұрады.

Атом моделі жарықтың сәуле шығару және сәуле жұтылудың кванттық сипаты келіп шығатын ***Нильс Бор постулаттары*** негізінде құрылған:

1) ***Бордың бірінші постулаты***. Атом кейбір күйлерінде энергия шығармайды және жұтпайды, мұндай күйлерді стационар күйлер деп атайды.

Электрон атомдағы стационар күйлерде импульс моменті Планк тұрақтысына еселі болатын дөңгелек орбиталар бойымен қозғалады, яғни электронның импульс моменті төмендегі шартты қанағаттандырады

$$m\upsilon r = n\hbar, \qquad (7.1)$$

мұндағы m – электронның массасы, υ – электронның жылдамдығы, r – электрон айналып жүрген орбитаның радиусы, $\hbar = \frac{h}{2\pi} \approx 1{,}05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – Планк тұрақтысы, n =1,2,3,… – бас кванттық сан деп аталады, ол бүтін мәндер қабылдайды және сутегі атомындағы энергетикалық деңгейлердің ретін көрсетеді.

Электрон үшін барлық орбита орнықты болмайды. Электронның ішкі орбиталардан сыртқы орбиталарға өтуі атомның қозуына алып келеді, бұл процесс атом сырттан энергия алған жағдайда жүреді.

Атомның қозған күйі орнықсыз болып табылады, сондықтан қандай да бір уақыттан соң электрон төменгі орбитаға өтіп, нәтижесінде атомның энергиясы азаяды.

2) ***Бордың екінші постулаты***. Атом бір стационар орбитадан басқа стационар орбитаға көшкенде осы стационар күйлердің энергияларының айырымына тең энергиясы $h\nu$ квант

шығарады немесе жұтады, оның жиілігі келесі шарттан анықталады:

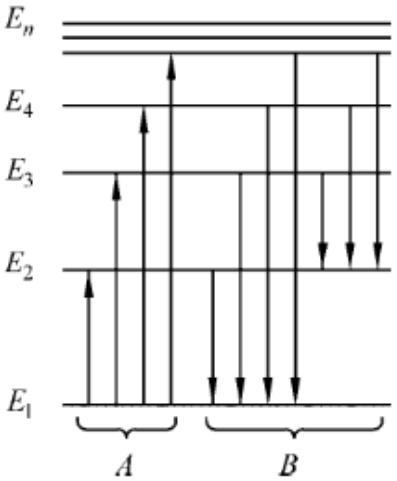
$$h\nu = E_1 - E_2, \qquad (7.2)$$

мұндағы E_1, E_2 – бір стационар күйден екінші стационар күйге өткен атомның энергиялары, және $E_1 > E_2$.

Бор постулаттары жалпы сипатқа ие болғандықтан, оны кез келген атомға немесе атомдық жүйеге қолдануға болады. Оның дұрыстығы көптеген тәжірибелерде дәлелденген. Сонымен, Бор теориясы сәуле шығарудың және жұтылудың физикалық механизмдерін жақсы түсіндіреді.

Атомның әрбір стационар күйі белгілі бір $E_n (n=1,2,3,..\infty)$ энергиямен сипатталады.

Сондықтан, қарастырылып отырған атомның энергетикалық деңгейлері жөнінде айту қабылданған, және оларды энергия деңгейлерінің сұлбасы түрінде көрсетуге болады (7.1 -сурет).



7.1-сурет. Атомның энергетикалық деңгейлері және жарық квантының шығарылуы немесе жұтылуы арқылы жүретін деңгейлер арасындағы көшулер

7.1-суретте ордината осіне стационар күйлердің E_n энергиясының дискретті мәндері, ал абсцисса осі ешқандай координатаға ие болмайды. E_n энергияның белгілі бір мәндеріне

сәйкес горизонталь түзулер атомдағы электронның бір стационар күйден басқа стационар күйге секірмелі түрде көшуіне сәйкес келеді.

Суретте жоғары бағытталған сызықтар арқылы жарықтың жұтылуы, ал төмен бағытталған сызықтар арқылы жарық квантының шығарылуы көрсетілген, нәтижесінде атомның энергиясы азаяды.

Шығарылған және жұтылған сәулелердің жиіліктерін (7.2) формуламен оңай есептеуге болады. Спектрлік көшулер қатаң түрде белгілі бір энергия деңгейлері арасында ғана мүмкін, атомда ешқандай аралық көшулер болуы мүмкін емес.

Яғни, аралық энергия мәндеріне ие жарық кванты болуы мүмкін емес, сәйкесінше ондай ν жиілік те болмайды.

Қазіргі заманғы кванттық механикада әрбір химиялық элементтің атомы өзіне тән ғана мүмкін болатын стационарлық энергетикалық күйлер жиынтығына ие болатындығы дәлелденген. Осындай күйлер арасындағы көшулер берілген элементке ғана тән сәуле шығару (немесе жұтылу) жиіліктерінің спектрін құрайды.

Сондықтан, химиялық элементтің шығару немесе жұтылу спектрлеріне қарап, нақты қандай элемент екендігін анықтауға болады.

Осыған сәйкес, қыздырылған бу күйіндегі әрбір химиялық элемент өзіне ғана тән сызықтық спектр береді. Сызықтық спектрлердің осы қасиетіне байланысты заттың шығару спектрі (немесе жұтылу спектрі) бойынша химиялық құрамын анықтауға негізделген әдісті спектрлік талдау деп атайды.

Бірдей атомдардың спектрлік сызықтарының саны өте көп болуы мүмкін.

Мысалы, темірді алып қарасақ, көрінетін және ультракүлгін аймақта оның 60 мыңға жуық сызығы бар. Басқа да көпэлектронды атомдардағы сызықтар саны осыған жуық.

Яғни, әртүрлі атомдардың спектрінде кейбір жиіліктердің кездейсоқ сәйкес келуі әбден мүмкін, оны спектроскопияда сызықтардың «қабаттасуы» деп атайды.

Сондықтан, сапалық талдауды зерттелетін спектрдегі бірнеше ең интенсивті сызықтармен жүргізу ұсынылады. Бұл сызықтардың өлшенген толқын ұзындықтарының эталондық

кестедегі мәнмен сәйкес келуі элементтің сәуле шығару көзінде сенімді түрде болуын көрсетеді.

Соңғы онжылдықта берілген заттағы зерттелетін элемент концентрациясынан спектрлік сызықтардың интенсивтігінің тәуелді болуына негізделген сапалық талдау дами бастады. Оны эталондық кестедегі спектрлік сызықтардың интенсивтігімен салыстыра отырып, берілген заттағы элементтің сандық құрамын есептеуге болады.

Заттың сәуле шығару спектрлерін жүйелі түрде зерттеудің басы, И. Ньютонның жарықтың призмадан сынуына байланысты жұмыстары болып табылады.

Ол бірінші болып ақ жарық құраушылардан тұрады және ол призмадан өткенде әртүрлі бұрышқа сынатын, әртүрлі түстерден тұрады деген идеяны тұжырымдады.

Сәуле шығару спектрлерін зерттеу үшін жарық дисперсиясы деген ұғымды түсіну қажет.

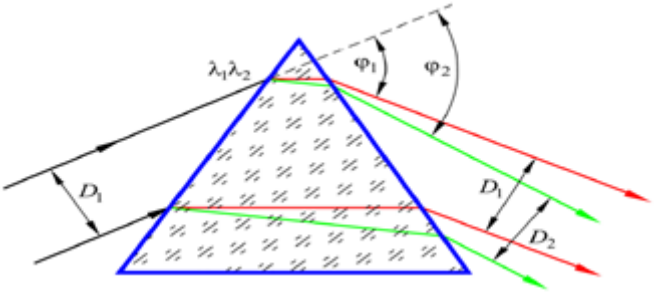
Жарық дисперсиясы деп заттың сыну көрсеткішінің жарықтың толқын ұзындығына тәуелділігіне негізделген құбылысты айтады.

Жарықтың әртүрлі толқын ұзындықтары (әртүрлі түстері) екі мөлдір ортаның шекарасында әртүрлі сынады. Жарықтың призмадан өтуі кезінде жарық дисперсиясы айқынырақ байқалады.

Егер монохромат жарық шоғын призма арқылы өткізсе, онда призманың қабырғалары арқылы өткен жарық сәулелері сынады да, призмадан шыққанда белгілі бір бұрышқа ауытқыған болады.

7.2-суретте толқын ұзындықтары λ_1 және λ_2, сәйкесінше сыну көрсеткіштері n_1 және n_2, жарық сәулелерінің призмаға бірдей бұрышпен түскен кездегі жолы көрсетілген. Толқын ұзындықтары λ_1 бірдей, призмаға параллель түскен жарық сәулелері призма қабырғаларынан бірдей сынып, одан бастапқы бағытқа қандай да бір φ_1 бұрыш жасай параллель сәулелер болып шығады.

Толқын ұзындығы λ_2 басқа сәулелер де призмадан параллель шоқ болып шығады, бірақ φ_2 бұрышпен басқа бағытта, себебі, $n_1(\lambda_1) \neq n_2(\lambda_2)$.



7.2-сурет. *Толқын ұзындықтары* λ_1 *және* λ_2 *екі сәуленің призмадағы жолы*

Сонымен, призма әртүрлі толқын ұзындықтағы жарық шоқтарының кеңістіктік жіктелуін іске асырады.

Әрбір нақты зат үшін *n* сыну көрсеткіші толқын ұзындықтың қандай да бір функциясы болып табылады.

Бұл функция жуықтап келесі түрде жазылады:

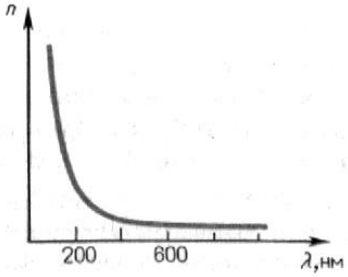
$$n = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4} + \ldots, \qquad (7.3)$$

мұндағы $a, b, c \ldots$ – әрбір нақты зат үшін тәжірибе жүзінде анықталатын тұрақтылар.

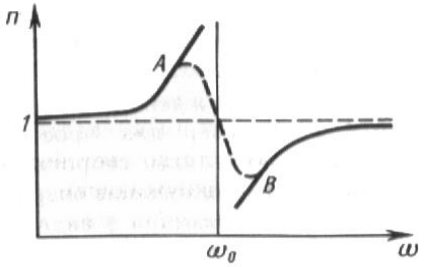
Бұл тәуелділік жарық дисперсиясының қалыпты (нормаль) аймағында орындалады. Егер жарық толқынының ұзындығы кеміген сайын, n сыну көрсеткіші артатын болса, мұндай жарық дисперсиясын қалыпты дисперсия деп атайды (7.3-сурет), ал егер, керісінше, жарықтың толқын ұзындығы артқан сайын сыну көрсеткіші де артатын болса, мұндай жарық дисперсиясын аномаль дисперсия деп атайды.

Әдетте, аномаль дисперсия, зат сәулелер бөлігін жұтқан кезде жұтылу аймағында және оған жақын жақтарда байқалады.

n сыну көрсеткішінің ω жиіліктен тәуелділік графигі 7.4-суретте келтірілген, мұнда *AB* аймағы аномаль дисперсияға (ω артқан сайын *n* кемиді) сәйкес келеді, қалған бөліктер қалыпты дисперсияға (ω артқан сайын n артады) сәйкес келеді.



7.3-сурет. *Сыну көрсеткішінің толқын ұзындықтан тәуелділігі*



7.4 –сурет. *Сыну көрсеткішінің жиіліктен тәуелділігі*

Барлық түссіз мөлдір заттар үшін дисперсия келесі шамамен анықталады:

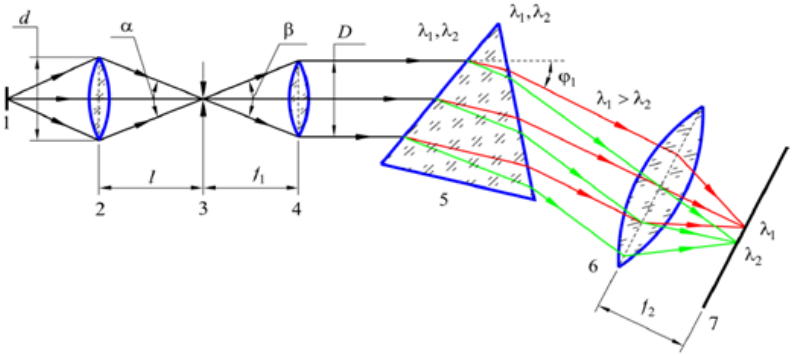
$D = \frac{dn}{d\lambda}$, ол жарық дисперсиясының қалыпты аймағында толқын ұзындықтың өзгеруіне байланысты сыну көрсеткішінің өзгеру шапшаңдығын көрсетеді.

2. Тәжірибе қондырғысы

Спектрдің көрінетін бөлігін сапалы зерттеу үшін әртүрлі спектроскоптар қолданылады, сондай-ақ спектрді бақылау визуальды (көзбен қарау арқылы) түрде жүргізіледі. Спектрлік аспап негізгі үш бөліктен тұрады: жарықтандырғыш, дисперсиялайтын және қабылдап-тіркегіш.

Спектрлік аспаптың – спектроскоптың оптикалық сұлбасы 7.5-суретте келтірілген. Жарықтандырғыш бөлік жарық көзінен және фокустайтын оптикадан тұрады, оның көмегімен аспаптың кіріс жіңішке саңылауы жарықталынады.

Спектрлік бөлік кіріс саңылаудан, дисперсиялайтын (призмалар) және фокустайтын жүйелерден тұрады.



7.5-сурет. *Призмалық спектроскоптың оптикалық сұлбасы*
1 – жарық көзі – зерттелетін зат (шам); 2 – конденсорлық линза;
3 – кіріс жіңішке саңылау; 4 – коллиматорлық объектив;
5 – призма – дисперсиялайтын элемент; 6 – фокустайтын объектив;
7 – фокус жазықтығы – сәуле шығару спектрі қалыптасатын жазықтық.

7.5 -суреттегі 3 кіріс саңылау монохроматты емес жарықтың екінші ретті көзі болып табылады. Призма көмегімен толқын ұзындықтары бойынша жіктелген және аспаптың шығысында фокусталған саңылаудың кескіні жарық көзінің байқалатын спектрін береді.

Сондай-ақ, спектрлік аспапты шығыс саңылаусыз, нәрсе ретінде тікелей жарық көзін қолдану арқылы да құруға болады.

Бірақ барлық нақты жарық көздерінің өлшемдері болғандықтан, спектрге жіктелгеннен кейін, олардың монохроматты кескіндері бір-бірімен қабаттасып кететіндіктен, оларды ажырату мүмкін болмайды.

Оны болдырмас үшін, сәулелердің жолына жіңішке саңылау қойылады, сол кезде оның монохроматтық кескіні айқын сызықтар түрінде болады.

Осындай пішіндегі саңылаудың кескініне байланысты «спектрлік сызық» термині пайда болған.

Бірақ, саңылаудың енін кішірейту белгілі бір шектік мәнге дейін ғана мүмкін болады, дифракция құбылысына байланысты, одан әрі кішірейту спектрлік сызықтардың енінің кішіреюіне емес, керісінше, ұлғаюына алып келеді.

Бұл шек саңылаудың қалыпты ені деп аталады, ол келесі түрде анықталады

$$S_{Н}=f_{1}\lambda/D\,, \qquad (7.4)$$

мұндағы D – призмаға түсіп, одан кейін объективте фокусталған жарық шоғының диаметрі, f_1 – объективтің фокустық арақашықтығы.

Саңылаудың кез келген $S \geq S_{Н}$ енінде, ондағы дифракциялық құбылыстарды ескермей, аспаптағы сәулелер жолын геометриялық оптика заңдарымен қарастыруға болады.

3 саңылау мен сәулелер жолындағы бірінші 4 объективтен құралған аспаптың бөлігі коллиматор деп аталады (7.5-сурет). Оның қызметі – параллель сәулелер шоғын қалыптастыру.

Сондықтан, саңылау әрқашан объективтің фокусына, ал объектив ахроматты болуы керек, яғни оның фокустық арақашықтығы толқын ұзындығына тәуелді болмау керек.

Спектрдің максимал интенсивтігін алу үшін коллиматор объективі толығымен жарықпен толтырылуы керек. Оған саңылауды жарықтандырудың арнайы шартын қолдана отырып қол жеткізуге болады.

Бірқалыпты жарық шығарғыш үлкен беті бар жарық көзін тікелей саңылаудың алдына қоюға болады. Егер жарық көзінің α бұрыштық ені, коллимациялайтын объективтің β бұрыштық енінен кіші болмаса, онда коллиматор жарықпен толтырылған болады.

Бұл жағдайда ешқандай жарықтандырғыш жүйе аспапқа келетін жарық ағынын арттыра алмайды. α = β шартынан (7.5-сурет), диаметрі d жарық көзі 2 саңылаудан келесі арақашықтықта орналасуы керектігі шығады.

$$\ell = f_{1}d/D\,. \qquad (7.5)$$

Егер жарық көзі кіші болып немесе техникалық себептерге байланысты оны (7.5) шарты орындалатындай саңылауға жақын орналастыруға болмаса, онда 7.5 -суретте көрсетілгендей, спектрлік аспаптың кіріс саңылауында жарық көзінің кескінін қалыптастыратын линзалық жарықтандыру жүйелерін қолданады.

Бұл жағдайда, (7.5) шартында, d – конденсорлық линзаның апертурасының диаметрі, *l* – линзадан кіріс саңылауға дейінгі арақашықтық.

Жұмыста спектроскоп – универсал монохроматор УМ-2 қолданылады.

Объективтің фокустық арақашықтығы f_1= 280мм, ал оның диаметрі D= 47мм.

Сондықтан, салыстырмалы тесік D/f_1 мәні 1:6-ға тең, яғни бұл құралдың жарық күші орташа.

Тәжірибе қондырғысы

Призмалық спектрлік аспаптағы сәулелер жолын қарастырайық (7.5 -сурет).

1 жарық көзінен шыққан жарық 4 коллиматордың ахроматтық объективінің фокусында орналасқан 3 кіріс саңылауы арқылы өтіп, одан шыққан параллель жарық шоғы дисперсиялайтын элемент – 5 призмаға түседі.

Айталық, 1 жарық көзі тек қана екі λ_1 және λ_2 толқын ұзындықтарын шығарсын делік. Коллиматордан шыққан параллель жарық шоғы 5 призмаға бірдей бұрышпен түседі. 5 призма әртүрлі толқын ұзындықтағы жарық шоқтарын 7.2-суретте көрсетілгендей кеңістіктік жіктейді. 6 объектив призмадан шыққан параллель жарық шоқтарын өзінің фокустық жазықтығында жинайды.

Әртүрлі толқын ұзындықтағы сәулелер призмадан кейін әртүрлі бағытқа ие болғандықтан, объективтің фокустық жазықтығында параллель, әртүрлі боялған саңылаудың кескіні, спектрлік сызықтар жүйесі – жарық көзінің спектрі пайда болады. Объективтің фокустық жазықтығынан кейін спектрді көзбен бақылау үшін көру түтігіне окуляр қойылады. Окулярдың көру өрісінде бірнеше сызықтар болады (7.6-сурет).

Призманың бұрылуы толқын ұзындықтар барабанын айналдыру арқылы жүргізіледі. Бұл аспаптың оптикалық осіне белгілі бір толқын ұзындықтағы параллель сәулелер шоғын әкелуге мүмкіндік береді.

Аспаптың оптикалық осі бойымен келе жатқан сәулені анықтау үшін, объективтің фокустық жазықтығында ине орнатылған, оның көлеңкесі спектрлік сызықтардың кескінімен бірге окулярдан көрінеді (7.6-сурет).

Иненің ұшына сәйкес келген сызық аспаптың оптикалық осіне орналасқан болып табылады. Оның орны толқын ұзындықтар барабаны көмегімен анықталады.



7.6-сурет. *Спектрлік сызықтар жиыны мен иненің окулярдың көру өрісіндегі көрінісі*

УМ-2 монохроматордың сыртқы көрінісі 7.7-суретте келтірілген. Барабанды сағат тілі бойымен айналдыра отырып, 1 кіріс саңылаудың ені таңдалып алынады және оны реттеуге болады. Миллиметрдің жүздеген үлесі барабанның жоғары жағында вертикаль штрихтармен белгіленген.

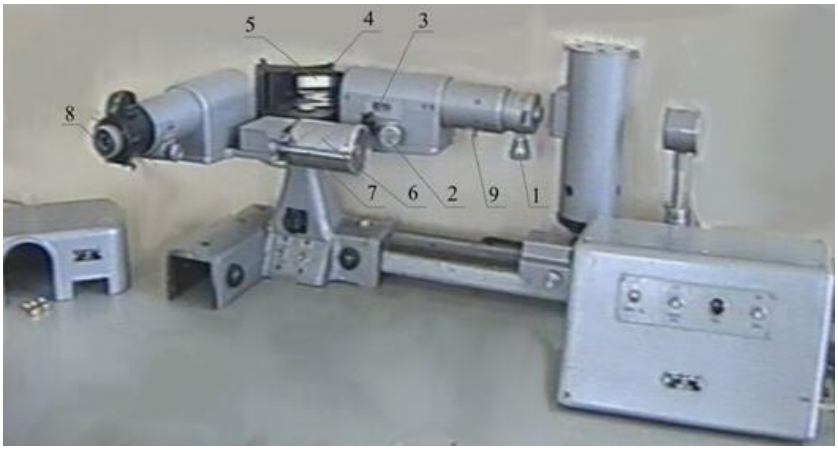
Саңылауды орнатқан кезде керекті бөлікті барабан табанындағы вертикаль сызықпен сәйкестендіреді. Барабан табанындағы бес горизонталь сызық саңылауды 0-1-2-3-4 мм-ге ашуға сәйкес келеді. Барабанның толық бір айналымы саңылаудың 1 мм-ге ашылуына сәйкес келеді.

Коллиматор объективін фокустайтын 2 маховик аспапты реттеу кезінде орнатылған, оны оқытушы немесе лаборант қана бұрай алады.

Егер бақыланатын спектр анық болмаса, 8 окулярды бұрай отырып, спектрлік сызықтардың максимал айқын болуына қол жеткізу керек.

5 призма 4 столда орнатылған, оны 7 бөліктер көрсеткіші бар 6 толқын ұзындықтар барабанын айналдыру арқылы бұруға болады. Окулярдан қарай отырып, толқын ұзындықтар барабаны көмегімен ине ұшын спектрдің әрбір сызығына әкеліп, толқын ұзындықты анықтаймыз.

8 аспап окуляры сақина түрінде болады, оны айналдыра отырып окулярдың көру өрісіндегі спектрлік сызықтар мен иненің анық кескінін алуға болады.



7.7-сурет. *УМ-2 монохроматордың сыртқы көрінісі*
1 – кіріс саңылаудың енін реттейтін барабан; 2 – коллиматордың объективін фокустаушы маховик; 3 – коллиматор объективінің фокустау шкаласы; 4 – бұрылмалы стол; 5 – призма; 6 – толқын ұзындықтарының бөліктері келтірілген столды бұру барабаны; 7 – бөліктер көрсеткіші; 8 – окуляр; 9 – коллиматор тетігі (затворы).

Назар аударыңыз. Берілген жұмыста призмасы бар бұрылмалы стол спектроскоптың корпусы ішінде орналасқан.

2.1. Тәжірибені орындау реті және өлшеу нәтижелерін өңдеу.

1-тапсырма. ***УМ-2 монохроматорын градуирлеу.***

1) УМ-2 монохроматорының кіріс саңылауына жақын оптикалық тұғыр бойымен неон шамын орнатып, оны қоректендіру көзіне қосыңыз.

Шам бақылау жүргізіліп жатқан кезде ғана қосылып тұруы керек. Неон шамы спектрлері белгілі жарық көзі болып табылады, оның спектрі жекелеген барынша жарық сызықтардан тұрады.

2) Спектрлік шамды индуктивті катушканың екінші ретті орамдарының клеммаларына қосыңыз (катушка тұрақты ток көзіне қосылады).

3) Кіріс саңылауды 0,10 мм-ге қойып, 9 коллиматор тетігін (затвор) ашыңыз (7.7-сурет).

4) Окуляр арқылы спектрді бақылай отырып, көру өрісіне неон шамының спектрін алып келіңіз (7.6-суретті қара).

Егер иненің кескіні айқын болмаса, окулярдың сақинасын бұрай отырып, оның максимал айқын көрінуіне қол жеткізу керек.

Бұл кезде юстирленген аспапта спектр сызықтары да айқын көрінеді. Егер сызықтар анық болмаса, оқытушы немесе лаборанттың көмегімен, 2 маховикпен спектрді фокустау қажет (7.7-сурет).

5) Аспапты юстирлеп болғаннан кейін, толқын ұзындықтар барабанын бұрай отырып, неон спектрінің барлық сызықтарын рет-ретімен инеге қарама-қарсы әкеліп, олардың толқын ұзындықтарын және оларға сәйкес барабан бөліктерінің мәндерін 7.1-кестеге еңгізіңіз.

6) Кестедегі мәндер бойынша λ (нм) толқын ұзындықтың *n* барабанның сәйкесінше бөлік мәндерінің градуирлік графигін тұрғызыңыздар, абсцисса осіне барабанның шкала бөліктерін, ал ордината осіне толқын ұзындық мәндерін келтіріңіздер.

Ордината осіндегі толқын ұзындықтардың масштабын 1 см-ге 0,1 нм болатындай етіп алыңыздар.

7.1-кесте

Монохроматорды градуирлеу

№	Сызықтардың түсі және орны	Толқын ұзындығы (нм)	Сызықтардың шкала бойынша орны (бөліктер)
1	Ашық қызыл	640,2	
2	Қызғылт сары, екі жақын сызықтың сол жағындағысы	614,3	
3	Сарғылт, төртеудің сол жағындағы бірінші айқыны	594,5	
4	Сары	585,2	
5	Көкжасыл, төртеудің оң жағындағы бірінші айқыны	540,0	
6	Жасыл, екі бірдей сызықтың сол жағындағысы	533,0	
7	Жасыл, екі бірдей сызықтың оң жағындағысы	503,1	
8	Көкжасыл, жалғыз	484,9	

2-тапсырма. ***Сутегі, гелий және сынаптың спектрлеріндегі сызықтардың толқын ұзындықтарын анықтау.***

1) Штативке сутегі буы толтырылған түтікті орнатыңыз.

2) Барабанды айналдыра отырып, зерттелетін спектрдің барлық сызықтарын бақылаңыз, одан кейін бақыланатын сызық түсін және оған сәйкес барабанның бөлігін жазып алыңыз. Алынған сызықтар түсін және олардың орнын 7.2-кестеге енгізіңіз.

3) Тәжірибеден алынған мәндер мен 1-тапсырмадағы λ (нм) толқын ұзындықтың барабанның сәйкесінше n бөліктеріне тәуелділігі градирлеу графигінен сызықтардың толқын ұзындықтарын анықтаңыздар.

4) Өлшеу нәтижелерін 7.2-кестенің үшінші бағанына жазыңыз.

5) Осы сияқты өлшеулер басқа да түтіктермен жүргізіледі.

Назар аударыңыз! Сынап шамын қолданған кезде оны қоректендіру көзіне қосады. Ол үшін қоректендіру көзін 220В желіге қосады, қоректендіру көзінің «сеть» тумблерін «Вкл» жағдайына қойып, «Пуск» тетікшесін басады. Шам кейде тетікті баспай-ақ жанады. Сынап шамының максимал жарығын алу үшін белгілі бір уақыт (3-5 мин) қажет.

7.2-кесте

Сутегінің, гелийдің және сынаптың спектрлеріндегі толқын ұзындықты анықтау

№	Спектрлік сызықтардың түсі	Шкала бойынша орны (бөліктер)	Толқын ұзындығы
1	Ашыққызыл		
2	Қызғылт сары		
3	Сары		
4	Жасыл		
5	Көк		

Бақылау сұрақтары

1. Жарық дисперсиясы. Қалыпты және аномаль дисперсия.
2. Спектр түрлері. Спектрлердің табиғаты.
3. Бор постулаттары, атомның энергия деңгейлерінің сұлбасы. Сәуле шығаруға және жұтылуға сәйкес көшулер.
4. Спектрлік талдау туралы айтып беріңіз.
5. Спектрлік құралдың оптикалық сұлбасы және жекелеген бөліктерінің қызметі туралы айтып беріңіз.

№8 зертханалық жұмыс

МОНОХРОМАТОРДЫҢ СПЕКТРЛІК СИПАТТАМАЛАРЫН ЗЕРТТЕУ

Монохроматордың жұмыс істеу принципі, оны градуирлеу, дисперсиясы мен ажырату қабілеттілігін анықтау

Жұмыстың мақсаты: Монохроматордың жұмыс істеу принципімен танысу, оны градуирлеу, оның дисперсиясы мен ажырату қабілеттілігін анықтау.

1. Теориялық кіріспе

Жарықты монохроматтаудың, яғни жарық көзінің сәулелену спектрінен толқын ұзындығы аралығындағы электромагниттік толқындарды бөліп алудың бірнеше тәсілдері бар.

Монохромат жарық деп амплитудасы, жиілігі және бастапқы фазасы уақытқа тәуелсіз болатын жарықты атайды. Монохромат жарықты алу әдістері жарықтың затпен әсерлесу құбылыстарына (селективті жұту, дисперсия) немесе жарықтың біртекті емес оптикалық ортада таралу қасиеттеріне (интерференция, дифракция) негізделген.

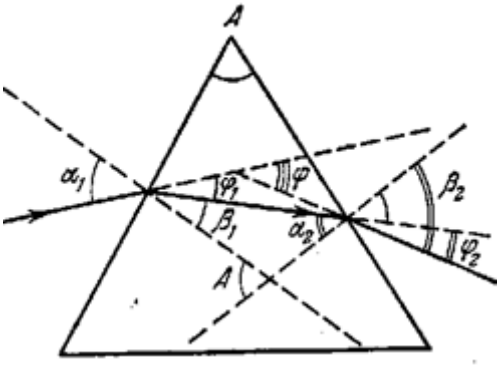
Берілген жұмыста монохромат жарықты алу жарық дисперсиясына, яғни ортаның сыну көрсеткішінің толқын ұзындығына тәуелділігіне негізделген.

Сыну көрсеткіштері әртүрлі екі ортаның шекарасында ұзындықтары әртүрлі толқындар түрліше сынады. Егер белгілі бір бағыттағы толқындарды бөліп ала алсақ, монохроматтау жүзеге асады.

Бұл принцип спектрлік құрал – кеңістікте әртүрлі ұзындықты толқын сәулелерін бөлетін *призмалық монохроматор* – жұмысының негізінде жатыр.

Жарықтың дисперсиясы жарық призма арқылы өткенде анық байқалады.

Монохроматорда пайдаланатын призма кеңістікте толқын ұзындығы әртүрлі сәулелерді бөліп алуға арналған.



8.1-сурет. Сәулелердің призмадағы жолы

Егер жарықтың монохромат шоғын призма арқылы өткізсек (8.1-сурет), онда призма бүйірінен өткен жарық сәулелері сынады, нәтижесінде призмадан өткен сәуле қандай да бір φ бұрышпен ауытқып шығады:

$$\varphi = \varphi_1+\varphi_2=\alpha_1-\beta_1- \alpha_2+ \beta_2=\alpha_1+\beta_2-\mathrm{A} \qquad (8.1)$$

φ ауытқу бұрышы сәуленің призма бүйіріне α_1 түсу бұрышына, A призманың сындыру бұрышына және n сыну коэффициентіне тәуелді. φ -дің ең аз шамасы жарық шоғы призма ішінде A призманың сындыру бұрышының биссектриссасына перпендикуляр бағытта өткенде алынады.

Бұл жағдайда $\alpha_1 = \beta_2$. Призманың A сындыру бұрышы және α_1 түсу бұрышы кіші болғанда ауытқу бұрышы үшін өрнек қарапайым түрге келеді.

Бұл жағдайда

$$\frac{\alpha_1}{\beta_1} = \mathrm{n}\,,\ \frac{\alpha_2}{\beta_2} = \frac{1}{\mathrm{n}}$$

және $\alpha_2+ \beta_1 = \mathrm{A}$ болғандықтан, алатынымыз

$$\beta_2 = \alpha_2\mathrm{n} = \mathrm{n}\left(\mathrm{A}-\beta_1\right) = \mathrm{n}\left(\mathrm{A}-\frac{\alpha_1}{\mathrm{n}}\right) = \mathrm{nA}-\alpha_1 \qquad (8.2)$$

$$\alpha_1+\beta_2 = \mathrm{n\ A}$$

(8.1) және (8.2) шарттарынан ауытқу бұрышы анықталады:

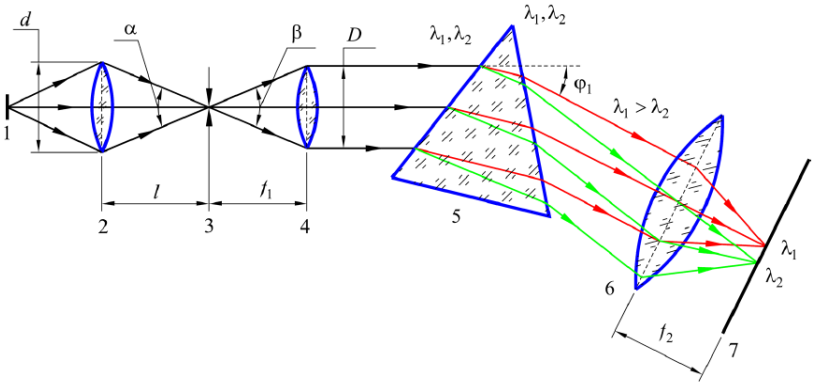
$$\varphi = A(n-1). \qquad (8.3)$$

(8.3) формуласынан байқайтынымыз, призманың сындыру бұрышы ұлғайған сайын ауытқу бұрышы соғұрлым үлкен болады. Сондықтан жарық сәулелерін үлкен бұрышқа ауытқыту үшін сындыру бұрышы үлкен болатын призмалар қолданылады.

Ауытқу бұрышы (n-1) шамасына тәуелді болғандықтан, ал n шамасы толқын ұзындығының функциясы болып табылатындықтан, толқын ұзындығы әртүрлі сәулелер призмадан өткен соң әртүрлі бұрыштарға ауытқиды.

Осының нәтижесінде ақ жарық сәулелері призмадан өткен соң құрама түстерге жіктеледі (қызыл, қызғылт, сары, жасыл, көгілдір, көк, күлгін), бұл құбылысты бірінші болып Ньютон бақылаған.

Демек, призманың көмегімен жарықты спектрге жіктеуге болады.



8.2-сурет. Монохроматордың оптикалық сұлбасы

Монохроматордың принциптік сұлбасы 8.2-суретте көрсетілген.

1 сәулелену көзінен шыққан жарық 2 конденсорлық линзамен монохроматордың 4 объективінің фокал жазықтығында жатқан 3 кіру саңылауына фокусталады да, параллель жарық шоғы болып монохроматордың дисперсиялаушы элементіне – 5 призмаға түседі.

Призма жарықты монохроматтық құраушыларға жіктейді.

Монохроматордың 6 шығу объективі монохромат шоқтарды шығу саңылауы орналасқан 7 фокал жазықтығының әртүрлі нүктелерінде жинайды.

7 фокал жазықтығындағы түрлі-түсті спектр сызықтары 1 кіру саңылауының монохроматтық кескіні болып табылады.

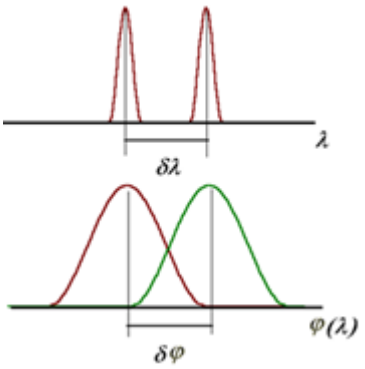
Осы кескіндердің жиынтығы сәулелену көзінің спектрін береді.

Спектрлік құралдардың функциялық мүмкіндіктерін анықтайтын негізгі оптикалық сипаттамалары: дисперсия (бұрыштық және сызықтық), ажырату қабілеттілігі және жарық күші (салыстырмалы саңылау).

1) *Бұрыштық дисперсия* D_φ дисперсиялаушы элемент – призманың толқын ұзындығы әртүрлі сәулелерді әртүрлі бұрыштарға ауытқыту қабілеттілігін сипаттайды және призмадағы көршілес екі монохроматты сәуленің $\delta\varphi$ ауытқу бұрыштарының айырымының олардың $\delta\lambda$ толқын ұзындықтарының айырымының қатынасына тең:

$$D_\varphi = \delta\varphi / \delta\lambda . \qquad (8.4)$$

Тәжірибеде призманың дисперсиясын $\delta\lambda$ толқын ұзындықтарының айырымы белгілі көршілес екі спектр сызықтары арасындағы бұрыштық қашықтықты өлшеу жолымен анықтайды (мысалы, сынаптың сары сызықтарының арасын).



8.3-сурет. Жарықтың бұрыштық дисперсиясы

Әрине, бұрыштық дисперсия үлкен болған сайын, ұзындығы бойынша шамалас спектр сызықтары айқын ажыратылады, жеке сызықтар ретінде бақыланады.

Спектрде λ_1 және λ_2 толқын ұзындықтары шамалас сызықтар жұбы бар делік, толқын ұзындықтарының айырымы $\delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$.

Кез келген сызықтың қандай да бір «табиғи» ені бар, ол сызықтардың өздерінің толқын ұзындықтарының айырымынан кіші деп саналады: $\delta\lambda_1 \approx \delta\lambda_2 < \delta\lambda$.

Бірақ, егер әр сызықтың ені нөлге тең болса да, призма арқылы өткен жарықты бақылау кезінде әрбір сызыққа қандай да бір жолақ сәйкес келгенін көруге болады (8.3-суреттің төмендегісі).

Ол призманың өзінің қасиеттерімен анықталады және толқын ұзындықтары шамалас сызықтарды ажырату үшін ені $D_\varphi\delta\lambda = \delta\varphi$ кіші немесе тең болу қажет.

2) *Сызықтық дисперсия* D_l жалпы спектрлік құралдың сипаттамасы болып табылады. Ол монохроматордың 6 шығу объективінің 7 фокал жазықтығындағы толқын ұзындықтары λ және $\lambda + \delta\lambda$ спектр сызықтарының арасындағы *dl* сызықтық қашықтықты анықтайды (8.2-сурет).

Егер 6 объективтің фокус аралығы f_2-ге тең болса, онда сызықтық дисперсия D_l бұрыштық дисперсия мен объективтің фокус аралығына пропорционал және мынаған тең болады:

$$\mathrm{D_e} = \delta\ell / \delta\lambda = \mathrm{f_2}\frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} = \mathrm{f_2 D_\varphi}. \qquad (8.5)$$

Призманың *A* сындыру бұрышы және толқынның призмадан ең аз φ ауытқу бұрышы (8.1-сурет) призма материалының n сыну көрсеткішімен мына түрде байланысады:

$$\mathrm{n} = \frac{\sin\left[\left(\mathrm{A} + \varphi\right)/2\right]}{\sin\left(\mathrm{A}/2\right)},$$

бұдан шығатыны $$\frac{\mathrm{dn}}{\mathrm{d}\lambda} = \frac{\sqrt{1 - \mathrm{n}^2\sin^2\left(\mathrm{A}/2\right)}}{2\sin\left(\mathrm{A}/2\right)}\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}\lambda}.$$

Демек, $D_\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{2\sin(A/2)}{\sqrt{1-n^2\sin^2(A/2)}}\frac{dn}{d\lambda}$ – құралдың бұрыштық дисперсиясы призманың сәулені ең аз ауытқыту жағдайында призманың *A* сындыру бұрышына, *n* сыну көрсеткішіне және призма материалының $\frac{dn}{d\lambda}$ дисперсиясына, ал сызықтық дисперсияның өзі монохроматордың шығу объективінің фокус аралығына тәуелді.

3) *Ажырату қабілеттілігі R* спектрлік құралдардың өте жақын орналасқан екі спектр сызықтарын ажырату қабілеттілігінің сандық бағасы болып табылады.

Басқаша айтқанда, ажырату қабілеттілігі – бұл спектрде жеке көрінетін толқын ұзындықтарының ең аз аралығы және ол мынаған тең:

$$R = \langle\lambda\rangle / \delta\lambda, \qquad (8.6)$$

мұндағы $\langle\lambda\rangle = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}$ болады. $\delta\varphi$ -дің кіші бұрыштарында

$$\delta\varphi = \lambda/B, \qquad (8.7)$$

мұндағы *B* – монохроматордың 6 объективінің диаметрі немесе қолданылып отырған саңылауы.

(8.6) және (8.7) ескеріп, (8.4) формуласынан алатынымыз:

$$R = \frac{\langle\lambda\rangle}{\delta\lambda} = B \cdot D_\varphi. \qquad (8.8)$$

Призманың ажырату қабілеттілігі призма материалының дисперсиялық қасиеттеріне және оның табанының ұзындығына тәуелді, ал сындыру бұрышына тәуелді емес.

4) *Спектрлік құралдардың жарық күші және салыстырмалы саңылауы.*

Спектрлерді талдауда сезгіштікті арттыру үшін спектрлік құралға жарық көзінен шыққан жарық энергиясының максимал бөлігінің түскені маңызды.

Осы мақсатта әртүрлі жарықтандыру жүйелері қолданылады, олардың міндеттері: саңылауды бірқалыпты

жарықтандыру және саңылауға түсу бұрышы α коллиматор объективінің бұрыштық өлшемі β-ға тең болатындай жарық шоғын жасау (8.2-сурет).

Осы шарт орындалды делік. Онда құралға түсетін энергия бөлігін анықтайтын шама β бұрышы болады, ол мына шарттан анықталады $\mathrm{tg}\frac{\beta}{2}=\frac{D}{2f_2}$, мұндағы D – алдымен призмаға, содан кейін фокустаушы объективке түсетін жарық шоғының диаметрі.

Әдетте прибордың жарық күші өлшеміне *салыстырмалы саңылау* деп аталатын D/f_2 шамасы алынады.

Спектрлік құралдардың салыстырмалы саңылаулары олардың міндеттеріне байланысты 1:2 –ден 1:40 аралығында өзгеріп тұрады.

2. Эксперименттік бөлім

Эксперименттік қондырғы сынап (неон) шамынан, УМ-2 монохроматорынан тұрады (8.4-сурет).

Сағат тілі бағытында бұрау арқылы қондырғының кіру саңылауының ені барабанмен 1 реттеледі, барабанның үстіңгі жағында тік вертикаль штрихтармен миллиметрдің жүздік бөліктері көрсетілген. Саңылаудың енін орнату үшін қажет сызықты барабан өзегіндегі тік сызықпен сәйкестендіреді.

Барабан өзегіндегі бес көлденең сызық саңылаудың 0-1-2-3-4 мм-ге ашылуына сәйкес келеді. Барабан толық бір бұралғанда саңылау 1 мм-ге ашылады.

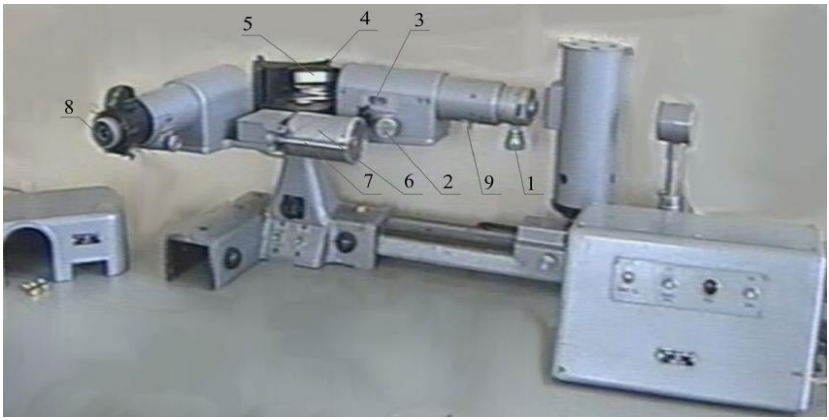
Коллиматор объективін фокустайтын маховигі 2 құралды жұмыстық күйге дайындаған кезінде орнатылған, оны тек оқытушы немесе лаборант қана бұрауға тиіс.

Егер бақыланатын спектр бұлыңғыр болып көрінсе, 8 окулярды бұрау арқылы спектр сызықтарының максимал айқын етіп алуға болады (бақылаушының көру қабілетіне қарай).

Призма 5 үстел 4 үстіне орналастырылған, бөліну сызықтары 7 бар толқын ұзындығы барабанын 6 бұрағанда айналады.

Толқын ұзындығы барабаны мен спектрдің әр сызығын окулярдың ішінде көрінетін ине ұшына келтіру арқылы біз толқын ұзындығын анықтай аламыз.

Құрал окулярының бұралмалы сақинасының көмегімен окуляр ішіндегі спектр сызықтарының және көрсеткіш – иненің анықтығын алуға болады.



8.4-сурет. Эксперименттік қондырғы

1 – кіру саңылауының енін реттеуші барабан; 2 – коллиматор объективін фокустайтын маховик; 3 – коллиматор объективін фокустау шкаласы; 4 –айналмалы үстелше;5 – призма; 6 – толқын ұзыңдығын есептейтін бөліктері бар айналмалы үстелшенің барабаны; 7 – бөлік көрсеткіші; 8 – окуляр; 9 – коллиматор бекітпесі.

Назар аударыңыз. Айналмалы үстелше мен призма монохроматордың ішінде орналасқан.

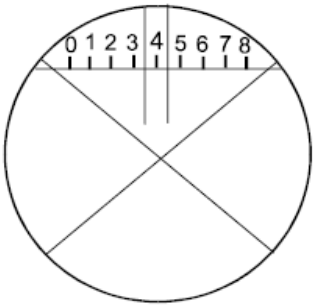
Берілген жұмыста окуляр көмегімен көзбен көру тәсілі қолданылады.

Окулярдың көру аймағында бірнеше сызықтар пайда болады.

Құралдың оптикалық осі бойымен өтетін сәулені индикациялау үшін, объективтің фокус жазықтығында ине орналастырылады, оның бұлдыр кескіні спектр сызықтарымен бірге окуляр ішінде көрінеді (8.5-сурет).



8.5-сурет. Спектрлік сызықтар жиынтығы және көрсеткіш-инесі



8.6-сурет. Окулярдың микрометрлік шкаласы бар окулярдың көру аймағы

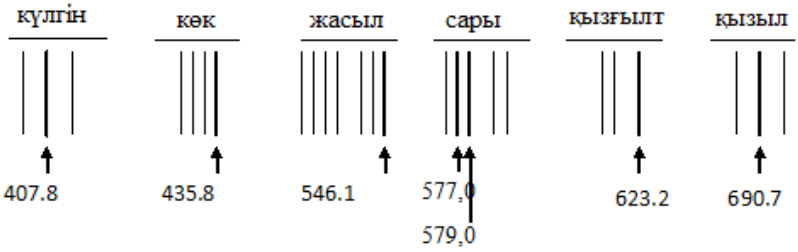
Иненің ұшына сәйкес келген сызық құралдың оптикалық осіне келтірілген. Оның орны бөлік көрсеткіштерінің қарсысында орналасқан тілшемен толқын ұзындығы барабанында белгіленеді.

2.1. Экспериментті орындау тәртібі және өлшеу нәтижелерін өңдеу

1-тапсырма. ***Монохроматорды градуирлеу***

Монохроматор барабанының шкаласын градуирлеу барабан шкаласының көрсеткіштерін толқын ұзындығында көрсету үшін жасалады.

Шкала көрсеткіші нанометрмен (1нм $=10^{-9}$ м) келтірілген стандартты сынап спектрі 8.7-суретінде көрсетілген.



8.7-сурет. Сынап спектрі

1) Монохроматор саңылауының алдына оптикалық тұғырға сынап шамын орналастырып, ток көзіне қосу керек.

Ол үшін ток көзі 220 В ток желісіне жалғанады да, «Сеть» блогының тумблерін «Вкл» жағдайына ауыстырып, «Пуск» түймесі басылады.

Сынап шамының жарқырауы максимал болу үшін біршама уақыт қажет болады (3-5 мин).

2) Монохроматор саңылауына нысанасы бар қалпақша кигізіледі де, коллиматор объективін жылжыта отырып, шамның анық кескінін тауып алып, оны дәл нысанаға келтіру керек.

3) Қажет саңылау енін орнату қажет (10 бөлік).

4) Бақыланатын спектрді 8.7-суреттегі стандарт спектрмен салыстыру керек.

5) Монохроматор барабанын баяу айналдырып, кезекпен спектрдің барлық интенсивті сызықтарын ине-көрсеткішке қойып (8.5-сурет), сызықтың түсін және барабан көрсеткішін жазып алу керек.

6) Өлшеуді кері бағытта да, яғни спектрдің соңынан бастапқы сызыққа қарай қайталау керек. Әр сызық үшін өлшеу үш рет қайталанады.

7) Нәтижелер 8.1-кестеге түсіріледі.

8) Ұқсас өлшеулер неон шамымен де жүргізілу қажет.

9) Монохроматордың $n = f(\lambda)$ градуирлеу қисығын салу керек, абцисса осіне барабан көрсеткіштері, ордината осіне оларға сәйкес келетін толқын ұзындықтары салынады.

8.1-кесте.

Монохроматорды градуирлеу

Сызықтың түсі	Барабан көрсеткіштері, n	Толқын ұзындығы, λ, нм
Күлгін		
Көк		
Жасыл		
1-сары		
2-сары		
Қызғылт		
Қызыл		

2-тапсырма. ***Сынап, неон шамдарының спектрлік сипаттамаларын анықтау***

1) Тұғырға бекітілген микроскоп шығу саңылауының алдына қойылады, микроскоп шығу саңылауының шеттеріне фокусталған болу керек және микроскоптың окуляр шкаласының тік сызығы (8.6-сурет) саңылаудың ортасында болуы қажет.

2) Монохроматордың шығу саңылауына микроскоп арқылы қарап отырып, барабанды 6 айналдырып, сынап буының көрінетін спектрін алу керек. Зерттелінетін спектрді 8.7-суреттегі стандарт спектрмен салыстыру керек.

3) Тізбекті түрде зерттелінетін спектрдің қызыл, қызғылт, сары, жасыл, көк, күлгін жолақтарын шығарып алу керек. Ол үшін көру аймағында жақын орналасқан екі сызық бақыланғанша монохроматордың кіру саңылауын кішірейту керек.

4) Стандарт спектрде жуан сызықтармен көрсетілген спектр сызықтарының арақашықтығын өлшеу керек. Ол үшін барабанмен зерттелінетін сызықтар микроскоптың көру аумағында 8 окулярдың тік сызығына қатысты симметриялы орналасатындай ету қажет.

Содан кейін шығу саңылауының енін кішірейтіп, саңылаудың шеттерін спектрлік сызықтармен бірдей етіп қою керек.

Сонда шығу саңылауының барабан көрсеткіші сызықтар арасындағы сызықтық арақашықтыққа сәйкес келеді.

5) Өлшеуді үш рет қайталау керек. Нәтижелер 8.2-кестесіне енгізіледі.

8.2-кесте.

Монохроматордың сипаттамаларын анықтау

Толқын ұзындығы λ, нм	Толқын ұзындықтарының айырымы $\delta\lambda$, нм	Сызықтардың арақашықтығы δl, мм	Сызықтық дисперсия Dl мм/нм	Ажырату қабілеттілігі R
404,**7** 407,8		1 2 3		

8.2- кестенің жалғысы

434,7 435,8		1 2 3		
577,0 579,0		1 2 3		
612,3 623,2		1 2 3		
671,6 690,7		1 2 3		

6) (8.5) $D_l = \delta l / \delta\lambda$ (мм/нм) формула бойынша толқын ұзындықтарының барлық зерттелген аумағы үшін сызықтық дисперсияны есептеу керек.

7) $D_l = f_2(\lambda)$ дисперсия қисығын градуирлеу қисығымен бірге бір графикке салу керек.

8) Сызықтық дисперсия анықталатын толқын ұзындықтарының барлық зерттелген аумағы үшін монохроматор призмасының ажырату қабілеттілігі (8.6) формула бойынша есептелінеді:

$$R = \lambda / \delta\lambda = B D_{\varphi} = B D_1 / f_2,$$

мұндағы f_2 = 280 мм – объективтің фокус аралығы; B = 40мм – монохроматор призмасының салыстырмалы саңылауы.

9) Есептеу нәтижелерін 8.2-кестесіне енгізу керек.

10) $R = f_3(\lambda)$ тәуелділік графигін салу керек.

11) $R = f_3(\lambda)$ қисығын пайдаланып 8.2-кестесінде келтірілген сызықтар жұбының қайсысын көзбен монохроматор арқылы жеке-жеке көруге болатынын анықтау керек. $R = \lambda / \delta\lambda$ формуласы қолданылады.

Бақылау сұрақтары

1. Жарықтың дисперсиясы.
2. Спектрлік құралдың оптикалық сипаттамалары.
3. Үшжақты призмадағы сәуле жолы.
4. Монохроматорды градуирлеу.

№9 зертханалық жұмыс

СЫРТҚЫ ФОТОЭФФЕКТ ҚҰБЫЛЫСЫН ЗЕРТТЕУ

Жұмыстың мақсаты: Фотоэлементтің вольтамперлік сипаттамасын зерттеу. Оның сезімталдығын анықтау.

1. Теориялық кіріспе

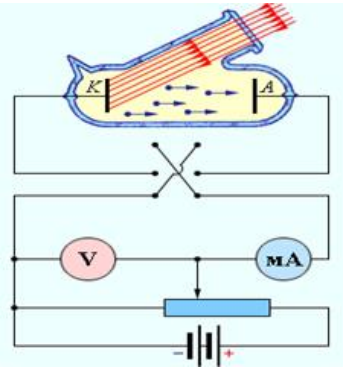
Фотоэлектрлік эффект құбылысын 1887 жылы неміс физигі Г. Герц ашқан, оны 1890 жылы орыс ғалымы А. Г. Столетов тәжірибе жүзінде зерттеген. Фотоэффект құбылысы жарықтың затпен әсерлесуі кезінде байқалады. Фотоэффекттің үш түрі бар: сыртқы, ішкі және вентильдік.

Сыртқы фотоэффект деп жарықтың әсерінен қатты немесе сұйық заттардың бетінен электрондардың ыршып шығуын айтады.

Ішкі фотоэффект кезінде жарықтың әсерінен шалаөткізгіштердің ішіндегі электрондар атоммен байланысын үзіп еркін электронға айналады, нәтижесінде шалаөткізгіштің электрөткізгіштігі артады.

Вентильдік фотоэффект деп әртүрлі екі шалаөткізгіштің немесе шалаөткізгіш пен металдың (сыртқы электр өрісі жоқ кезде) түйіскен жерін жарықтандырғанда ЭҚК-нің пайда болуын айтады.

Ең бірінші сыртқы фотоэффект құбылысын зерттеген А.Г. Столетов.



9.1-сурет. *Фотоэффектті зерттеудің принциптік сұлбасы*

Сыртқы фотоэффектті зерттеудің принциптік сұлбасы 9.1-суретте келтірілген.

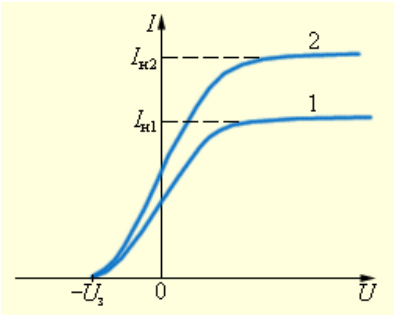
Тәжірибеде екі металл электродтардан тұратын шыны вакуумдық баллон қолданылған, электродтардың беті тазартылған.

Электродтарға қандай да бір U кернеу берілген, кернеудің полюсін қос кілттің көмегімен өзгертуге болады.

Электродтардың бірі (катод К) кварц терезешесі арқылы толқын ұзындығы λ монохромат жарықпен жарықтандырылады.

Жарық ағыны өзгермеген жағдайда I фототоктың түсірілген U кернеуге тәуелділігі алынған.

9.2-суретте жарық ағыны интенсивтігінің екі түрлі мәнінде алынған қисықтар түріндегі тәуелділіктер келтірілген.



9.2-сурет. *Фототок күшінің түсірілген кернеуге тәуелділігі*

2 қисық жарық ағынының жоғары интенсивтігіне сәйкес келеді, $I_{к1}$ және $I_{к2}$ – қанығу токтары, U_m – тежеуіш потенциал.

Қисықтардан көрініп тұрғандай, А анодқа барынша жоғары оң кернеулер берген кезде фототок қанығу мәніне жетеді, себебі жарық әсерінен катодтан ұшып шыққан барлық электрондар анодқа жетеді.

Өлшеулер нәтижесі $I_қ$ қанығу тогы түскен жарық интенсивтігіне тура пропорционал екенін көрсетеді.

Анодтағы кернеу теріс болған кезде, катод пен анод арасындағы электр өрісі электрондарды тежейді де, нәтижесінде кинетикалық энергиялары $|eU|$ -дан жоғары электрондар ғана анодқа жете алады.

Егер анодтағы кернеу U_m мәнінен аз болса фототок болмайды. U_m өлшеп фотоэлектрондардың максимал кинетикалық энергиясын анықтауға болады:

$$\frac{m\upsilon_{max}^2}{2} = eU_T . \qquad (9.1)$$

Тәжірибелерде U_m шамасы түскен жарық ағынының интенсивтігіне тәуелсіз екендігі анықталды. Өлшеу нәтижелері тежеуіш потенциал ν жарық жиілігі үлкейген сайын сызықты түрде артатынын көрсетті.

Зерттеулер негізінде А.Г. Столетов сыртқы фотоэффектінің келесі заңдарын тағайындады:

1) Фотоэлектрондардың максимал кинетикалық энергиясы (максимал жылдамдығы) ν жарық жиілігі үлкейген сайын сызықты түрде артады және жарық интенсивтігіне тәуелсіз.

2) Әрбір зат үшін ***фотоэффекттің қызыл шегі*** болады, яғни фотоэффект мүмкін болатын ең төменгі жиілік ν_{min}.

3) Катодтан 1с ыршып шыққан фотоэлектрондар саны жарық интенсивтігіне тура пропорционал.

4) Фотоэффект инерциалды емес, яғни катодты жарықтандырғанда фототок лезде пайда болады, бұл кезде түскен жарық жиілігі $\nu>\nu_{min}$ шартын қанағаттандыруы қажет.

Фотоэффектінің барлық заңдылықтары жарықтың затпен әсерлесуі жөніндегі классикалық физика түсініктеріне түбегейлі қарама-қайшылықта болды.

Толқындық түсініктерге сәйкес электрон электромагниттік жарық толқынымен әсерлескенде біртіндеп өзіне энергия жинауы керек болатын, нәтижесінде электрон катодтан ұшып шығатындай энергия жинауы үшін жарық интенсивтігіне тәуелді қандай да бір уақыт қажет.

Есептеу нәтижелері мұндай уақыт минуттар немесе сағаттармен өлшенуі тиіс екендігін көрсетеді.

Бірақ тәжірибеде фотоэлектрондар катодты жарықтандырғаннан кейін бірден пайда болады. Бұл модельде, сонымен қатар, фотоэффектінің қызыл шегінің болуын түсіндіру мүмкін емес болды.

Жарықтың толқындық теориясы фотоэлектрондардың энергиясының жарық ағынының интенсивтігіне тәуелсіздігін және олардың максимал кинетикалық энергиясының жарық жиілігіне пропорционалдығын түсіндіре алмады. Сонымен, жарықтың электромагниттік теориясы фотоэффект заңдылықтарын түсіндіруге жарамсыз болды.

1905 жылы Эйнштейн М. Планктың жарық белгілі бір үлестер (порциялар) түрінде шығарылады және жұтылады, және әрбір порцияның энергиясы $E = h\nu$, формуласымен анықталады (h – Планк тұрақтысы)), деген гипотезасын негізге ала отырып, фотоэффект заңдылықтарын түсіндірді.

А. Эйнштейн жарық үздікті (дискретті) құрылымға ие деген қорытындыға келіп, кванттық түсініктердің дамуына қадам жасады. Ол электромагниттік толқын жекелеген порциялардан – кванттардан тұрады деді, кейіннен оны фотондар деп атады.

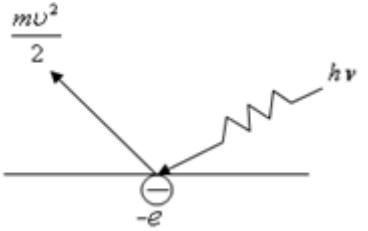
Планк гипотезасын дамыта келіп, А. Эйнштейн фотоэффектінің келесі сұлбасын теңдеу түрінде ұсынды (9.3-сурет). Энергиясы $\varepsilon = h\nu$ фотон металл бетіне ұшып келіп электронмен соқтығысады да оған өзінің барлық энергиясын береді.

Фотонның бұл энергиясы электронның металдан шығу жұмысына және қалғаны электронның кинетикалық энергиясына айналады.

Онда фотоэффект үшін энергияның сақталу заңы келесі түрде жазылады:

$$h\nu = A + \frac{mV_{max}^2}{2}, \qquad (9.2)$$

мұндағы $h\nu$ – электронға берілген жарық квантының энергиясы, A – электронның металдан шығу жұмысы, $\frac{mV_{max}^2}{2}$ – босаған электронның максимал кинетикалық энергиясы. (9.2) теңдеуі сыртқы фотоэффект үшін Эйнштейн теңдеуі деп аталады.



9.3-сурет. *Фотоэффект сұлбасы*

(9.2) Эйнштейн теңдеуі көмегімен сыртқы фотоэффектінің барлық заңдылықтарын түсіндіруге болады. Теңдеу тәжірибе жүзінде Столетов тағайындаған фотоэффект заңдарының теориялық негізін де береді.

Эйнштейн теңдеуінен фотоэлектрондардың максимал кинетикалық энергиясы ның жиіліктен сызықтық тәуелділігі, және жарық интенсивтігінен тәуелсіздігі, фотоэффекттің қызыл шегінің болуы, фотоэффекттің инерциалды еместігі шығады.

Катод бетінен 1с ұшып шығатын фотоэлектрондардың жалпы саны осы уақытта катод бетіне түскен фотондардың санына пропорционал болуы керек.

Бұдан шығатыны, қанығу фототогы жарық ағынының интенсивтігіне тура пропорционал.

Сыртқы фотоэффект мүмкін болатын ең минимал жиілік ν_0 (фотоэффекттін қызыл шегі)

$$\nu_0 = \frac{A}{h}. \qquad (9.3)$$

$\nu < \nu_0$ шарты орындалса, фотоэффект байқалмайды.

Егер электромагниттік толқынды (жарықты) жарық жылдамдығымен қозғалатын фотондар ағыны деп қарастырса, онда фотонның массасы мен импульсін табуға болады.

Планк бойынша фотонның энергиясы $\varepsilon = h\nu$. Релятивистік механика тұрғысынан фотон энергиясын $\varepsilon = m_\phi \cdot c^2$ түрінде жазуға болады. Екі өрнекті салыстыра отырып, фотонның массасын табамыз

$$m_\phi = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{\lambda c}. \qquad (9.4)$$

Фотонның массасы жарық толқынының жиілігіне (фотон «түсіне») ғана тәуелді.

Фотон импульсі

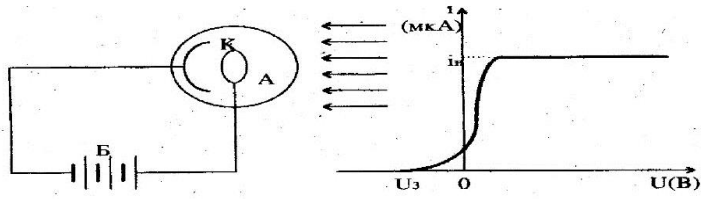
$$P = mc = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \qquad (9.5)$$

Корпускулалық қасиет, сонымен қатар, жарық қысымын зерттеудегі Лебедевтің, Комптон эффектілерінде көрініс тапты.

Сыртқы фотоэффект кеңінен практикалық қолданысқа ие. Жұмыс істеу принципі фотоэффект құбылысына негізделген құралдарды фотоэлементтер деп атайды. Фотоэлементтер вакуумдық және газ толтырылған болып келеді.

Қарапайым вакуумдық фотоэлемент жартысы ішінен жарық сезгіш қабатпен (натрий, калий немесе цезий) қапталған шыны баллоннан тұрады. Бұл қабат фотокатод *K* болып табылады (9.4 *а*-сурет).

Баллон ішінде ортада пішіні сфера, жартылай сфера немесе сақина түріндегі екінші электрод – металл анод А орналастырылған. Баллонның ауасы шығарылған, электродтар арасына кернеу *Б* батареядан беріледі.



а) *б*)

9.4-сурет. *а) Фотоэлементтің принциптік сұлбасы*
б) оның вольтамперлік сипаттамасы

Жарықтың әсерінен катодтан ұшып шыққан электрондар электр өрісінде үдетіле отырып, анодқа қарай ұмтылады да, тізбектегі токты тудырады.

Фотоэлементтердің маңызды сипаттамалары:

1) Вольтамперлік сипаттама.

2) Жарықтық сипаттама.

3) Фотоэлементтің сезімталдығы.

Тұрақты жарық ағынындағы фототоктың кернеуден тәуелділігі фотоэлементтің вольтамперлік сипаттамасы деп аталатын қисық түрінде болады (9.4 *б*-сурет). Оның екі ерекшелігі бар:

а) U үдеткіш потенциалдар айырымының белгілі бір мәнінде ток $I_к$ қанығу мәніне жетеді, яғни катодтан шыққан барлық электрондар анодқа жетеді. $I_к$ шамасы жарық әсерінен бірлік уақытта катодтан ұшып шығатын электрондар санымен анықталады;

б) егер фотоэлементте вакуум жеткілікті жоғары болса, онда жарық әсерінен катодтан ұшып шыққан электрондар үдеткіш электр өрісі болмаса да ($U=0$), анодқа жетеді. Яғни электрон катодтан $\upsilon \neq 0$ жылдамдығымен кетеді. Ток нөл болуы үшін (9.1) қатынасымен анықталатын U_T тежеуіш кернеу беру керек.

Фотоэффектің тұрақты кернеуде фотоэлементке түскен сыртқы жарық ағынына тәуелділігін фотоэлементтің жарықтық сипаттамасы деп атайды.

Фотоэлементтің сезімталдылығы деп фототоктың жарық ағынына тәуелділігін айтады

$$\gamma = \frac{i_ф}{Ф}. \qquad (9.6)$$

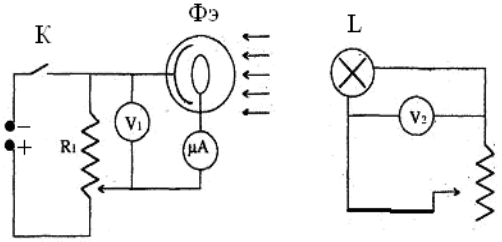
Анодтық кернеудің өсуімен фотоэлементтің сезімталдылығы артады.

Сезімталдылықты арттыру үшін фотоэлементтерді 10^{-2} мм. сын. бағ. қысымда инертті газдармен (Ar, Ne, He) толтырады. Мұндай фотоэлементтерді газтолтырылған деп атайды.

Оларда молекулалардың фотоэлектрондармен соққылы иондалу есебінен және екінші ретті электрондардың пайда болуы есебінен фототок шамасы біршама артады. Бірақ газтолтырылған фотоэлементтер жұмысы тұрақты емес және вакуумдық фотоэлементтерге қарағанда үлкен инерттілікке ие.

2. Тәжірибелік қондырғы

Фотоэлементтің вольтамперлік және жарықтық сипаттамаларын, фотоэлементтің сезімталдығын анықтауға арналған тәжірибелік қондырғы 9.5-суретте келтірілген.



9.5-сурет. *Тәжірибелік қондырғы*

1) Фэ – зерттелетін фотоэлемент;

2) μ А – фототокты өлшейтін микроамперметр;

3) R_1 – фотоэлементтегі U_1кернеуді реттейтін потенциометр;

4) $V_1 - U_1$ кернеуді өлшейтін вольтметр;

5) V_2 – жарық күші J = 29 кд шамның кернеуін өлшейтін вольтметр.

2.1. Тәжірибені орындау реті және өлшеу нәтижелерін өңдеу

1-тапсырма. ***Фотоэлементтің вольтамперлік сипаттамасын алу және оның сезімталдығын анықтау***

1) Сұлбаны іске қосып, шамға белгілі бір U_2 кернеуін V_2 вольтметр арқылы беріңіз (мысалы, U_2=200В). Кернеуді тәжірибе барысында тұрақты ұстау керек.

2) Фотоэлементті L эталондық шамнан оптикалық тұғыр бойымен 10см арақашықтыққа орналастырыңыз.

3) V_1 вольтметрдегі U_1 кернеуді 0-ден бастап қанығу тогына дейін 10В сайын өзгерте отырып, әрбір U_1 кернеуге сәйкес $i_ф$ фототоктың шамасын микроампермен өлшеңіз.

4) l = 10см үшін U_1 кернеу мен $i_ф$ фототок күшінің 9.1-кестеге енгізіңіз.

5) Фотоэлементті эталондық шамнан 15см арақашықтыққа орналастырып 3 пункттегі өлшеулерді қайталаңыз.

6) l = 15см үшін U_1 кернеу мен $i_ф$ фототок күшінің шамасын 9.1-кестеге енгізіңіз.

7) l-дің әрбір мәні үшін Ф жарық ағынын келесі формуламен анықтаңыз.

$$Ф=\frac{JS}{l^2} \qquad (9.7)$$

мұндағы J – эталондық шамның жарық күші, S – фотокатод ауданы, ℓ – фотоэлементтен шамға дейінгі арақашықтық (S =12см^2).

8) Кернеудің барлық мәні үшін γ фотоэлементтің сезімталдығын (9.6) формуламен анықтаңыз.

9) $<\gamma>$ орташа мәнін, $\Delta\gamma$ абсолюттік қателікті, ε салыстырмалы қателікті есептеңіз.

10) Нәтижені $\gamma = <\gamma> \pm \Delta\gamma$ түрінде жазыңыз.

11) Барлық алынған шамаларды 9.1-кестеге енгізіңіз.

12) Φ = *const* кезіндегі $i_ф = f(U)$ тәуелділік графигін тұрғызыңыз.

9.1-кесте.

Фотоэлементтің вольтамперлік сипаттамасын алу және оның сезімталдығын анықтау

S = 12 см^2				J= 29 Кд		U_2 = 200В			
өлшеу №	**l, см**	**U_1,В**	**$i_ф$, мкА**	**Ф, лм**	**γ , А/м**	**$<\gamma>$, А/м**	**$\Delta\gamma$ А/м**	**ε, %**	**$\gamma = <\gamma> + \Delta\gamma$**
1	10								
2									
3									
4									
…									
1	15								
2									
3									
4									
…									

2-тапсырма. ***Фотоэлементтің жарықтық сипаттамасын алу.***

1) V_1 вольметрге U_1=100В кернеу беріңіз.

2) Фотоэлементті шамнан оптикалық тұғыр бойымен 10см аралықтан бастап 5см сайын арттыра отырып, $i_ф$ фототоктың минимал мәніне дейін өлшеу жүргізіңіз, микроамперметрдің көрсетуін 9.2-кестеге еңгізіңіз.

3) V_1 вольметрге U_1=120В кернеу беріңіз.

4) 2 пункттегі өлшеулерді қайталаңыз.

5) Өлшеу нәтижелерін 9.2-кестеге еңгізіңіз.

6) Лампаның әрбір орналасуы үшін жарық ағынын (9.7) формуламен есептеңіз.

7) Өлшеу нәтижелерін 9.2-кестеге еңгізіңіз.

8) U= const кезіндегі $i_ф = f(U)$ фотоэлементтің жарықтық сипаттамалары тәуелділік графигін тұрғызыңыз.

9.2-кесте

Фотоэлементтің жарықтық сипаттамаларын алу

S = 12см^2		J =29 кд		U_2=200В
өлшеу №	**U_1, В**	***l* , см**	**$I_ф$, мкА**	**Ф,лм**
1	100			
2				
3				
4				
…				
1	150			
2				
3				
4				
…				

Бақылау сұрақтары

1. Сыртқы фотоэффекттінің негізгі заңдары. Эйнштейн теңдеуі.
2. Фотоэффектінің қызыл шегі.
3. Фотоэлементтер, олардың құрылысы және қолданылуы.
4. Фотоэлементтің негізгі сипаттамалары.

№10 зертханалық жұмыс

ДЕНЕНІҢ ЖЫЛУЛЫҚ СӘУЛЕ ШЫҒАРУЫН ЗЕРТТЕУ

Жұмыстың мақсаты: Дененің жылулық сәуле шығару теориясымен танысу. Жоғалмалы қылы бар пирометр көмегімен Стефан-Больцман тұрақтысын анықтау.

1. Теориялық кіріспе

Бәріне белгілі, дене едәуір жоғары температураға дейін қыздырылған кезде жарқырай бастайды. Мысалы, металды қыздырғанда ол бастапқыда қою қызыл түс, одан кейін, ашық қызыл түс шығарады, одан ары қыздырғанда ақ түске айналады.

Басқаша айтқанда, қатты және сұйық денелер жоғары температураларда көзге көрінетін спектр аймағында сәуле шығару қабілетіне ие болады. Сонымен қатар, температура артқанда сәуле шығарудың спектрлік құрамы және сәуле шығару интенсивтілігі өзгереді.

Қыздырылған денелердің ішкі энергиясының біраз бөлігі сәуле шығару энергиясына айналуы мүмкін. Сондықтан қыздырылған денелер кең жиілік диапазонында электромагниттік сәуле шығару көзі болып саналады.

Сәуле шығаратын дененің ішкі энергиясынан пайда болған және тек қана дененің температурасы мен химиялық қасиеттеріне байланысты электромагнитті сәуле шығаруы жылулық сәуле шығаруы деп аталады.

Эксперименттер көрсеткендей, жылулық сәуле шығару үздіксіз спектрлі болады. Демек, қыздырылған дене әрбір жиілік немесе толқын ұзындығы диапазонында энергия шығарады.

Дененің сәуле шығару спектр бойынша энергия таралуы дененің температурасына байланысты. Сонымен қатар теператураның өсуімен бүкіл денелердің сәуле шығару энергиясының максимумы қысқа толқынды спектр аймағына ығысады және жалпы сәуле шығару энергиясы көбейеді.

Осылайша, орталық жылыту батареясының сәуле шығаруы көрінбейтін инфрақызыл сәуле шығару диапазонында энергия шегіне (350 К) ие болса күннің қыздырылған беті ($T=6\cdot10^3$ К) энергияның біршама бөлігін көрінетін сәуле шығару

диапазонында шығарады, ал ядролық жарылыс кезінде ($T \approx 10^6$ К) жарылыс энергиясының үлкен үлесі қысқа толқынды рентген және гамма сәуле шығаруымен кетеді.

Егер бірнеше сәуле шығаратын қыздырылған денелерді мінсіз шағылыстыратын және сәуле өткізбейтін қабықпен қоршап алсақ, біраз уақыт өткеннен соң «сәулеленетін денелер + қуыс ішінде сәуле шығару» жүйесінде термодинамиалық тепе-теңдік қалыптасады.

Ал, барлық денелер температурасы теңеседі, ал денелер арасында энергия мен сәуле шығару таралуы уақыт өткеннен өзгермейді. Жүйенің мұндай тепе-теңдік күйі орнықты болып табылады, яғни оның әрбір бұзылыстан кейін тепе-теңдік күйі қайтадан қалпына келтіріледі.

Термодинамикалық тепе-теңдік қабырғалары кез келген нақты материалдардан жасалынған қуыстарда қалыптасады және температура өзгеруінде тұрақты болады.

Жылулық сәуле шығаруының сәуле шығаратын денемен тепе-теңдікте болу қасиеті жылулық сәуле шығаруын басқа денелердің сәуле шығару түрлерінен ажыратады. Сондықтан, сәуле шығаратын денемен тепе-теңдікте болған сәуле шығаруы *тепе-теңдік* болып аталады.

Дененің жылулық сәуле шығаруының спектрлік сипаттамасы үшін дененің сәуле шығару қабілеті деген ұғым енгізіледі, оны басқаша сәуле шығару қабілеті немесе энергетикалық жарықталудың спектрлік тығыздығы деп атайды $E(\nu(T)$.

Сәуле шығару қабілеті – уақыт бірлігінде ν және $\nu + d\nu$ жиіліктер аралығында дене бетінің аудан бірлігінен шығаратын электромагниттік энергияның сәуле шығаруын $dW_{изл}$, атайды.

Сонымен,

$$E(\nu, T) = \frac{dW_{сш}}{d\nu}. \qquad (10.1)$$

Сәуле шығару қабілетінің СИ жүйесіндегі өлшем бірлігі Дж/м^2.

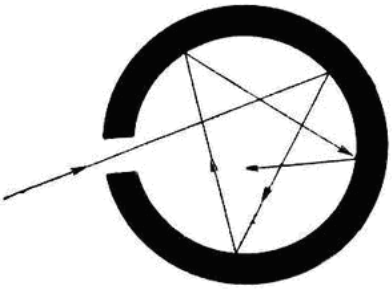
Дененің электромагниттік толқындарды жұтуының спектрлік сипаттамасы үшін жұту қабілеті деген ұғым енгізіледі a (ν, T).

Дененің жұту қабілеті ν-дан $\nu + d\nu$ дейін жиліктер аймағында уақыт бірлігінде дене бетінің аудан бірлігіне түсетін денемен жұтылатын энергияның үлесін dW білдіреді.

$$a(\nu, T) = \frac{dW_{ж}}{dW}. \qquad (10.2)$$

Қатты дененің жұту да, сәуле шығару қабілеттері сәуле шығаратын және жұтылатын толқындардың жилігіне ν, дене температурасына, химиялық құрамына және беттің күйіне байланысты.

Егер дене температураның кез келген мәнінде және барлық жиіліктер аймағында оған түсетін электромагниттік энергияның сәуле шығаруын толығымен жұтып алса, онда мұндай денені абсолют қара дене деп атайды. Абсолют қара дененің жұту қабілеті 1-ге тең. $a(\nu, T) = 1$.



10.1-сурет.
Абсолют қара дененің моделі

Абсолют қара дененің сәуле шығару қабілеті $\varepsilon(\nu, T)$ ν жиілікке және абсолют температураға байланысты.

Реал денелер абсолют қара денелер болып табылмайды. Табиғатта абсолют қара денелер жоқ, сондықтан физикада эксперимент жүргізу үшін оның моделі қолданылады.

Ол шағын тесігі бар бекітулі қуыс түрінде ұсынылған.

Осы тесік арқылы енетін жарық көптеген шағылулардан кейін толығымен жұтылады, және сырттан тесіктер мүлде қара болып көрінеді.

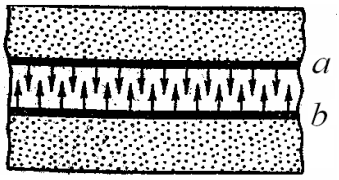
Бірақ осы қуысты жылытқанда оның көзге көрінетін сәуле шығарылуы пайда болады.

Қуыстың ішкі қабырғаларынан сәуле шығарылуы жағдайлардың басым бөлігінде жаңа жұтулар мен сәуле шығарылулардың үлкен санына ұшырағандықтан (тесік өте

шағын болғандықтан), қуыс ішіндегі сәуле шығарылуы қабырғалармен термодинамикалық тепе-теңдікте болғанын толық сеніммен айтуға болады. (10.1-сурет).

Әрбір қуыс қабырғалардан шағылуында сәуле толқын энергиясының ішінара жұтылуы орын алады және көптеген шағылуларда жарық сыртқа шықпайды.

Әрбір мөлдір емес денелердің сәуле шығару мен жұту қабілеттердің байланысын табайық.



10.2-сурет.
Адиабаттық қабық ішінде екі пластинадан тұратын жүйе (a – абсолют қара пластина, b – кәдімгі пластина).

Ол үшін екі шексіз қабықшадан тұратын (*a* және *b)* адиабаттық қабығының ішінде бар болатын жүйені қарастырайық. (10.2-сурет). Пластиналар бір-бірімен тек жылулық сәулеленумен алмасады. *A пластинасы* – абсолютті қара, оның сәуле шығару қабілеті – $\varepsilon(\nu,T)$, *b пластинасы* – кәдімгі пластина**,** оның сәуле шығару қабілеті – $\varepsilon(\nu,T)$, жұту қабілеті – $a(\nu,T)$.

(10.1) и (10.2) арақатынастар бойынша *b пластинасы* үшін сәуле шығару мен жұту энергияларын жазайық

$$dW_{сш} = E(\nu,T)\cdot d\nu; \quad dW_{ж} = a(\nu,T)\cdot dW. \qquad (10.3)$$

Термодинамикалық тепе-теңдік күйінде $dW = dW_{сш}$. Абсолютті қара пластинасы үшін

$$dW'_{сш} = \varepsilon(\nu,T)\cdot d\nu \ . \qquad (10.4)$$

a пластинасы энергияны толығымен жұтады, осы пластинадан шығарылған энергия *b* пластинаға түскен энергияға тең болады $dW'_{изл} = dW$. Сондықтан, (10.3) және (10.4) ескеріп

$$dW_{ж} = a(\nu,T)\cdot\varepsilon(\nu,T)d\nu.$$

Термодинамикалық тепе-теңдік күйінде $dW'_{сш} = dW_{ж}$ ескеріп

$E(\nu,T)d\nu = a(\nu,T)\cdot\varepsilon(\nu,T)d\nu$ немесе

$$\frac{E(\nu,T)}{a(\nu,T)} = \varepsilon(\nu,T). \qquad (10.5)$$

Бұл теңдеу *Кирхгоф заңын* білдіреді: дененің сәуле шығару қабілетінің жұту қабілетіне қатынасы сол температурадағы абсолют қара дененің сәуле шығару қабілетіне тең.

Абсолют қара дененің сәуле шығару қабілеті температура мен жиіліктің функциясы $f(\nu,T)$ – Кирхгоф функциясы болып аталады.

Кирхгоф заны бойынша егер $a(\nu,T)=1$, онда $E(\nu,T)=\varepsilon(\nu,T)$, егер $a(\nu,T)=0$, онда $E(\nu,T)=0$.

Сондықтан, егер дене берілген темепература мен берілген жиліктер аймағында сәуле жұтпаса, онда бұл дене сол температурада және сол жиіліктер аймағында сәуле шығара алмайды.

Бүкіл жиіліктер спектрінде 0 және ∞ аралығында сәуле шығарылуының толық қуаты дененің энергетикалық жарықталуы немесе интегралдық сәуле шығару қабілеті болып табылады $E(T)$. Анықтамасы бойынша

$$E(T) = \int_0^\infty E(\nu,T)d\nu$$

Кирхгоф заңын ескерсек

$$E(T) = \int_0^\infty a(\nu,T)\cdot\varepsilon(\nu,T)\cdot d\nu. \qquad (10.6)$$

Абсолют қара дене үшін $a(\nu,T)=1$, сондықтан

$$E(T) = \int_0^\infty \varepsilon(\nu,T)\cdot d\nu. \qquad (10.7)$$

Жылулық сәуле шығару теориясының негізгі мақсаты Кирхгоф функциясының $f(\nu,T)$ анық түрін іздеу болып табылады. 1879 жылы тәжірибелік деректердің анализі негізінде Д. Стефан әрбір дененің энергетикалық жарықталу қабілеті абсолют температурасының төртінші дәрежеге тура пропорционал болады деген қорытындыға келді.

Бірақ 1884 жылы Л. Больцман термодинамиканың теориялық әдісі арқылы бұл пікірдің тек қана абсолют қара денелер үшін дұрыстығын көрсетті.

Бұл байланыс физика тарихына *Стефан Больцман заны ретінде енді.*

$$\varepsilon(T) = \sigma \cdot T^4, \qquad (10.8)$$

Абсолют қара дененің энергетикалық жарықталуы абсолютті температураның төртінші дәрежесіне тура пропорционал. Пропорционалдық коэффициенті $\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8}$ Вт/м^2·К^4 Стефан Больцман тұрақтысы деп аталады.

Бірақ Кирхгоф функциясының анық түрін іздеу мәселесі шешусіз қалды.

1893 жылы Кирхгоф функциясының анық түрін іздеу үшін В. Вин қозғалмалы айналы поршень және айналы қабырғалары бар цилиндрлік сауыт ішінде абсолют қара дененің сәуле шығарылуының адиабаттық қысуы туралы мәселені қарастырды.

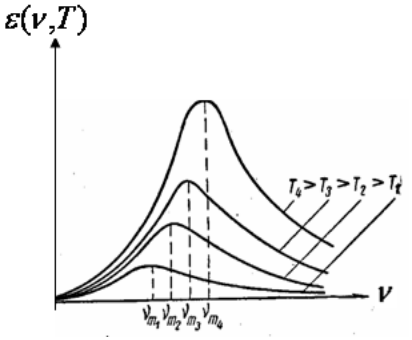
Ақырында ол Кирхгоф функциясы үшін келесі формуланы тапты

$$\varepsilon(\nu,T) = f(\nu,T) = \nu^3 \cdot f\left(\frac{\nu}{T}\right), \qquad (10.9)$$

$f\left(\frac{\nu}{T}\right)$ –анық түрінде белгісіз функция.

В. Вин $f\left(\frac{\nu}{T}\right)$ функцияның анық түрін анықтай алмады, бірақ *Стефан Больцман заңы* Вин формуласынан (10.9) шығады.

Абсолют қара дененің сәуле шығару қабілеті температураның әртүрлі мәніндегі жилікке тәуелділігі 10.3 *а*-суретінде көрсетілгендей тәжірибелер арқылы белгілі болды.



10.3 а-сурет.
Абсолют қара дененің сәуле шығару қабілетінің әртүрлі температураның жүйелігіне байланысы

10.3 а-суретінде температура өсуімен абсолют қара дененің сәуле шығару қабілетінің максимумның көбеюін көруге болады.

Сонымен қатар, абсолют қара дененің монохромат сәуле шығару қабілетінің максимумы оның температурасын арттырғанда толқын ұзындығының қысқару жағына қарай ығысады.

В. Вин формуласы бұл құбылыстарды тұжырымдауға мүмкіндік берді.

Берілген температурада абсолют қара дененің сәуле шығару қабілетінің максимумына келетін ν_{max} сәуле шығарылуының жилігі Кирхгоф функциясының жеке туындысының нөлге теңдігі шартынан жеңіл анықталады.

$$\frac{\partial \varepsilon(\nu, T)}{\partial \nu} = 3\nu_m^2 \cdot f(\nu_m/T) + \frac{\nu_m^3}{T} f'\left(\nu_m/T\right) = 0 . \quad (10.10)$$

Сонғы теңдік бойынша

$$3f\left(\frac{\nu_{max}}{T}\right) = -\frac{\nu_{max}}{T} \cdot f'\left(\frac{\nu_{max}}{T}\right).$$

Вин ығысу заңын шығарамыз

$$\frac{\nu_{max}}{T} = b_1, \quad (10.11)$$

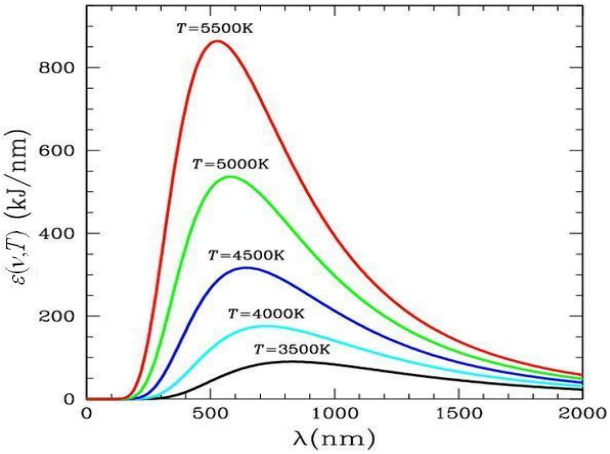
b_1 – Вин функциясының $f\left(\frac{\nu}{T}\right)$ анық түріне байланысты тұрақты шамасы.

Абсолют қара дененің сәуле шығару қабілетінің максимумына сәйкес келетін жиілік оның абсолют температурасына тура пропорционал болып табылады.

Әдетте, Виннің ығысу заңы сәуле шығаруының толқын ұзындығы арқылы жазылады

$$\lambda_{max} = \frac{b}{T}, \qquad (10.12)$$

мұндағы λ – толқын ұзындығы, $b = 2{,}898 \cdot 10^{-3}$ м·К – Вин тұрақтысы және ол тәжірибелік жолмен анықталады.



10.3 б-сурет. *Абсолютті қара дененің сәулелену қабілетінің температураның әртүрлі мәндеріндегі жиілікке тәуелділіктері*

Демек, Виннің ығысу заңын тұжырымдауға болады.

Абсолют қара дененің монохромат сәуле шығару қабілетінің максимумы оның температурасын арттырғанда толқын ұзындығының қысқару жағына қарай ығысады. (10.3 б-суреті). Виннің ығысу заңынан (10.11) Виннің екінші заңы:

$$\varepsilon(\nu, T) = C \cdot T^5, \qquad (10.13)$$

мұндағы $C = 1{,}30 \cdot 10^{-5}$ Вт/(м^3·К^5) – Виннің екінші заңының тұрақтысы.

Тұңғыш рет Кирхгофтың функциясы үшін Рэлей және Д. Джинс статистикалық физиканың әдістерінде негізделген заң шығарды, бұл заң Вин заңынан өзгеше энергияның еркіндік дәрежелер бойынша біркелкі үлестірілуін ескеріп термодинамикалық тәсілмен алынған, ол мына түрде беріледі

$$\varepsilon(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{C^2} \cdot kT . \qquad (10.14)$$

Бұл өрнек төменгі жиіліктер аймағында тәжірибе жүзінде алынған нәтижелермен жақсы сәйкес келеді.

Бірақ жоғары жиілік аймақтарында тәжірибенің нәтежиесіне және Виннің ығысу заңы мен Стефан Больцман заңына сәйкес келмейді.



10.4-сурет

(10.14) формула бойынша ε(ν, T) жиілік өскен сайын монотонды түрде артады, ал абсолют қара дененің интегралдық сәуле шығару қабілеті кез келген температурада шексіздікке айналады.

$$\varepsilon(T) = \int_0^\infty \varepsilon(\nu, T)\, d\nu = \frac{2\pi kT}{C^2} \int_0^\infty \nu^2 d\nu = \infty$$

Бұл құбылыс «ультракүлгін апаты» деп аталады.

Неміс физигі М. Планктың 1900 жылы ұсынған жарық кванттары туралы гипотезасы Рэлейдің-Джинс заңына түзету енгізуге және «ультракүлгін апатын» жоюға мүмкіндік береді. Сонымен,

$$\langle \varepsilon(\nu) \rangle = \frac{\varepsilon_0}{e^{\frac{\varepsilon_0}{kT}} - 1} . \qquad (10.15)$$

мұндағы $h = 6{,}63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с. Планк тұрақтысы, $\varepsilon_0 = h\nu$ – жарық квантының энергиясы.

Бұл өрнек төменгі жиіліктер аймағында Релей-Джинс заңымен, ал жоғарғы жиіліктер аймағында Вин заңымен сәйкестік көрсетеді.

2. Тәжірибе қондырғысы

Тәжірибе қондырғысы 10.5-суретте көрсетілген. Сәуле шығарушы денесі болып шамның вольфрам қылы қолданылады. Жоғалмалы қылы бар оптикалық пирометрдің жұмыс істеу принципі қызған дененің монохроматты сәуле шығаруы мен арнайы оптикалық пирометр лампасының қылының монохроматты сәуле шығаруын салыстыруға негізделген.

Қылды қыздыру шамды айнымалы ток жүйесіне қосу арқылы жүргізіледі. Реостат *R* арқылы шам тізбегіндегі токты *I* өзгерте отырып, қылдың әртүрлі қызу температурасын алады. Қылдағы ток *I* мен кернеу *U* амперметр және вольметрмен өлшенеді.

Қылдың температурасы өзгермеген кезде оның жылулық сәуле шығару қуаты бірінші жағынан Джоуль-Ленц заңымен, ал екінші жағынан Стефан-Больцман заңымен анықталады, яғни

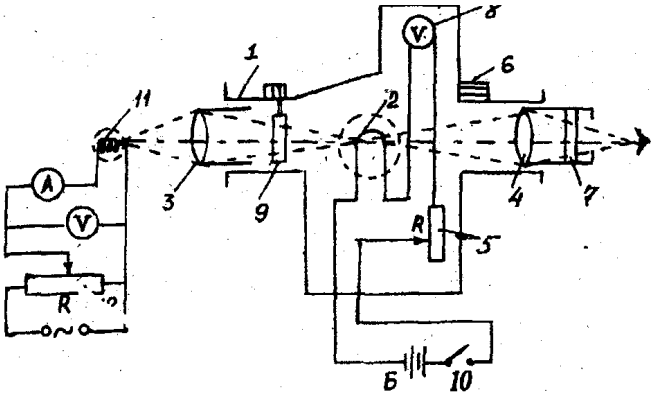
$$IU = a\sigma(T^4 - T_0^4)S, \qquad (10.19)$$

мұндағы S – қыл бетінің ауданы, a – вольфрамның жұту коэффициенті (a=0,3), σ – Стефан-Больцман тұрақтысы, T_0 – орта қоршаған температурасы (бөлме температурасы). Осы өрнектен

$$\sigma = \frac{IU}{aS\left(T^4 - T_0^4\right)}. \qquad (10.20)$$

Қылдың температурасын жоғалмалы қылдың көмегімен оптикалық пирометрмен өлшейді. Бұл прибордың өлшеу шектері 700°-тан 2000° -қа дейін. Пирометр көру түтікшесінен (1) тұрады, оның фокусында эталон қыздыру шамы (2) орналасқан.

Түтік шамның (11) қызған қылдарына "дәлдеп" қойылады. Линза (3) қылдың кескінін шам (2) қылының жазықтығына келтіріледі (қыл мен шамның қылы екеуі де бірдей анық көрінеді). Линза (4) шам қылының және қызған қыл бетінің ұлғайтылған кескінін береді.



10.5-сурет. *Стефан-Больцман заңын зерттеу үшін тәжірибелік қондырғы*

Шам (2) батареяның тогымен қоректенеді, оның көлбеулігі реостат (5) арқылы сақина (6) көмегімен жүргізіледі.

Реостат (5) көмегімен шамдағы (2) ток мөлшерін реттеу арқылы, қыл (2) көрінісінің екінші қыл (11) аясында көрінбей қалуына жетуге болады.

Монохромат кескін алу үшін қызыл жарық фильтрі (7) қолданылады.

Қылдың температурасы вольтметрден (8) жазып алынады, оның шкаласы °С бойынша градуирленген. 1400° -тен жоғары температураны өлшеу үшін сұр түстес жарық фильтрі (9) қолданылады.

2.1. Тәжірибені орындау тәртібі және өлшеу нәтижелерін өңдеу

1) Шамға (11) реостат (5) көмегімен кернеу беру керек.

2) Алдын ала кедергіні толық қосып (ол үшін сақинаны 6 ақырына дейін бұрау керек), пирометрді ток жүйесіне қосу керек.

3) Пирометрдің (4) окулярында қылдың анық кескінін алу керек.

4) Қызыл жарық фильтрін қою керек.

5) Сақинаны (6) бұрай отырып, қылдың кескіні аясында шамның қылы көрінбей кететіндей етіп, қыздырылған қылдың температурасын t°C өлшеп, жазып алу керек.

6) Вольтметр мен амперметр көрсетулерін 10.1-кестеге жазып алыңдар.

7) Пирометрдің фокусировкасын бұзып алмай, қылдың қыздыру температурасының әртүрлі бес мәнінде өлшеулер жасаңыз да, алынған нәтежиелерді 10.1-кестеге жазыңыз.

8) Стефан-Больцманның тұрақтысын қылдың қыздыру температурасының әртүрлі бес мәнінде (10.20) формула бойынша есептеңдер.

9) Абсолютті және салыстырмалы қателікті есептендер.

10) Есептеудің ақырғы нәтижесін $\sigma = <\sigma> \pm \Delta\sigma$ түрінде ұсыныңдар.

11) Барлық нәтижелерді 10.1-кестеге жазындар.

10.1-кесте.

№	*U*, *В*	*I*, *А*	t, *°С*	*T*, *К*	T_0, *К*	σ, Вт/м² К⁴	<σ>, Вт/м² К⁴	Δσ, Вт/м² К⁴	ε, %	$\sigma = <\sigma> \pm \Delta\sigma$ Вт/м² К⁴
1										
2										
3										
4										
5										

Бақылау сұрақтары

1. Жылулық сәуле шығару тепе-теңдігі. Оның спектрлік сипаттамалары.
2. Абсолютті қара дене, сұр дене.
3. Жылулық сәуле шығару заңдары: Кирхгоф заңы, Виннің ығысу заңы, Стефан-Больцман заңы.
4. Әртүрлі температураларда абсолют қара дененің сәуле шығару қисықтары.
5. Рэлей-Джинс формуласы. "Ультракүлгін апат".
6. Планк гипотезасы. Планктің формуласы.
7. Оптикалық пирометр.
8. Стефан-Больцман тұрақтысын есептейтін өрнекті қорытып шығару.

№ 11 зертханалық жұмыс

ФОТОЭЛЕМЕНТТІҢ СИПАТТАМАЛАРЫН ЗЕРТТЕУ

Жұмыстың мақсаты: фотоэлемент көмегімен сыртқы фотоэффектіні зерттеу

Тапсырма:
1 – фотоэлементтің вольтамперлік сипаттамасын зерттеу;
2 – фотоэлементтің жарық сипаттамасын зерттеу.

Аспаптар және құрал-жабдықтар: тәжірибе қондырғысы

1. Теориялық кіріспе

Сыртқы фотоэффект деп жарық сәулесінің әсерінен электрондардың заттан ыршып шығу құбылысын айтамыз.

Г.Герц электромагниттік толқындар алу үшін жасаған тәжірибесінде, металл катодтың бетіне түсетін ультракүлгін сәуле электр ұшқындарын көбейтіп, электр разрядының күшейтетіндігін байқауы В. Гальвакс, А. Г. Столетов және П. Ленардтың фотоэффект құбылысын зерттеудегі тәжірибелік жұмыстарына бастама болды.

Сыртқы фотоэффектінің негізгі заңдары тәжірибелік жолмен орнатылды*:*

а) фотоэлектрондардың максимал жылдамдығы жарықтың тербеліс жиілігіне байланысты анықталады және жарық интенсивтігіне тәуелсіз;

б) фотоэлектрлік қанығу тогы жарық ағынына тура пропорционал;

в) әртүрлі зат үшін фотоэффектінің қызыл шегі бар, яғни фотоэффект құбылысы байқалатын жарық жиілігінің (ν_0) ең кіші мәні. $\nu < \nu_0$ жағдайында фотоэффект құбылысы байқалмайды.

Энергияның сақталу заңына сәйкес Эйнштейн теңдеуі деп аталатын қатынас орындалады:

$$h\nu = A + \frac{mV_{max}^2}{2}, \qquad (11.1)$$

мұндағы $h\nu$ – электронға берілген жарық квантының энергиясы, A – заттан электронның ыршып шығуы қажетті жұмыс,

$\frac{mV_{max}^2}{2}$ – электронның ыршып шыққан кездегі максимал кинетикалық энергиясы.

Фотоэффект құбылысы (11.1) теңдеуі көмегімен оңай түсіндіріледі.

Шындығында, (11.1) теңдеуден фотоэлектрондардың максимал кинетикалық энергиясы, олай болса оның жылдамдығы түсетін сәуле жиілігінің артуымен сызықты түрде өсетіндігі және жарық интенсивтігіне тәуелсіз екендігі шығады.

Жарық жиілігінің кемуімен фотоэлектрондардың кинетикалық энергиясы кемитін болғандықтан, қандай-да бір $\nu=\nu_0$ төмен жиілікте фотоэлектрондардың энергиясы нөлге тең болады және фотоэффект құбылысы байқалмайды. Осы айтылғандарға байланысты, (11.1) өрнектен

$$\nu_0 = \frac{A}{h}$$

берілген металл үшін фотоэффектінің қызыл шегін аламыз. Ол электронның металдан шығу жұмысынан, яғни металдың химиялық табиғатына және оның бетінің күйіне ғана байланысты.

Фототок бірлік уақыт ішінде катодтан ұшып шыққан электрондар санымен анықталады. Ол осы уақыт ішіндегі зат бетіне түсетін фотондар санына, яғни жарық ағынына Ф пропорционал.

Фотоэффект құбылысы техникада және өндірісте әртүрлі үрдістерді автоматтандыруда кеңінен қолданылады. Фотоэффект құбылысы негізінде жұмыс істейтін аспаптар фотоэлементтер деп аталады.

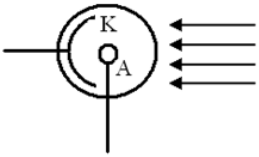
Фотоэлементтердің өздеріне жарық түскенін, немесе түскен жарықтың интенсивтілігі аз ғана өзгерісінің өзін лезде сезе алуы оны фотореле деп аталатын аса сезімтал құрал ретінде пайдалануға мүмкіндік береді. Вакуумдық фотоэлементтің қарапайым түрі ішінен ауа сорылып алынған шыны баллон болып келеді.

Баллонның ішкі бетінің көп бөлігі жарықсезімтал қабатпен (натрийдің, калийдің және цезийдің) қапталады. Фотосезімтал қабат катод К қызметін атқарады.

Баллонның орталық бөлігіне сфера, жартылай сфера немесе сақина түрінде жасалған екінші электрод – металл анод А орналастырылады (11.1- сурет).

Катодқа қарсы орналасқан фотоэлемент бетінің бөлігі мөлдір болып келеді. Осы бөлік арқылы фотоэлементке жарық сәулелері өтуі мүмкін, және олар фотокатодқа түскен кезде фотоэффект құбылысын тудырады.

Егер катод пен анод аралығына потенциалдар айрымы түсірілсе, онда жарықтың әсерінен катодтан ыршып шыққан электрондар электр өрісінің әсерінен анодқа қарай үдемелі қозғала бастайды.



11.1-сурет. *Фотоэлемент құрылғысының сұлбасы*

Фотоэлементте және ол қосылған тізбекте электр тогы жүреді. Бұл токты әдетте фототок деп атайды. Фототок шамасы катод бетіне түскен жарық ағынымен және анод және катод арасындағы кернеумен анықталады.

Тұрақты жарық ағыны кезіндегі фототок күшінің пластинкалалардың арасындағы потенциалдар айырмасына тәуелділігі фотоэлементтің вольтамперлік сипаттамасы деп аталатын қисықпен кескінделеді (11.2-сурет). Оның мынадай екі ерекшелігі бар:

а) потенциалдар айрымы артқан сайын фототок күші де арта түседі. Үдетуші потенциалдар айырмасының **U** қандай-да бір мәнінде ток қанығу мәніне жетеді $i_қ$ және катод бетінен бөлініп шыққан барлық электрондар анодқа жетеді.

Қанығу тогының шамасы $i_қ$ жарық әсерінен фотокатодтан бірлік уақыт ішінде бөлініп шыққан электрондар санымен анықталады;

б) егер фотоэлементтегі вакуум жоғары деңгейде болса, онда жарық сәулесі әсерінен катодтан ыршып шыққан электрондар үдетуші электр өрісі болмаған (**U** =0) жағдайда да анодқа барып

жетеді. Бұл дегеніміз, электрон катодты v≠0 жылдамдықпен тастап кететінін көрсетеді. Фототок нөлге тең болуы үшін, шамасы төменгі қатынаспен анықталатын тежегіш кернеуін $\mathbf{U_т}$ түсіру керек

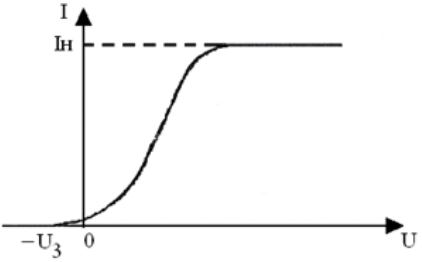
$$eU_3 = \frac{mV_{max}^2}{2} \qquad (11.2)$$

Фотоэлементтің келесі сипаттамасы – *жарық сипаттамасы* болып табылады. Фотоэлементтің жарық сипаттамасы деп тұрақты кернеу кезіндегі фототок күшінің фотоэлементке түсетін жарық ағынына тәуелділігін айтамыз:

$$I=f(Ф).$$

Фотоэлементтің сезімталдығы γ деп фототок күшінің $i_ф$ жарық ағынына Ф қатынасы айтылады,

$$\gamma = \frac{i_ф}{Ф}. \qquad (11.3)$$

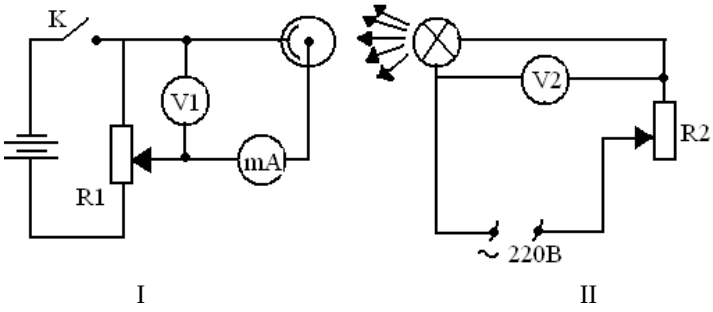


11.2-сурет. *Фотоэлементтің вольт-амперлік сипаттамасы*

2. Тәжірибе қондырғысы

Фотоэлементті зерттеу үшін, зерттелетін фотоэлемент және жарық көзі (эталонды қыздыру шамы) орналастырылған оптикалық орындықтан тұратын қондырғы қолданылады. Қондырғының электрлік сұлбасы 11.3-суретте көрсетілген.

Ф.Э. – зерттелетін фотоэлемент; mA – фототокты өлшейтін микроамперметр; R_1 – фотоэлементтегі кернеуді $\mathbf{U_1}$ реттеуге қажет потенциометр; V_1 – $\mathbf{U_1}$ кернеуді өлшейтін вольтметр; V_2 – J жарық күші анықталған L шамдағы кернеуді өлшейтін вольтметр.



11.3-сурет. *Тәжірибе қондырғысының электрлік сұлбасы*

Сұлба, фотоэлемент және эталонды шамды қосуға арналған, екі тәуелсіз бөліктерден (I и II) тұрады.

2.1. Тәжірибені орындау реті және өлшеулер нәтижелерін өңдеу

1-тапсырма. ***Фотоэлементтің вольтамперлік сипаттамасын алу I=f(U).***

1. Қыздыру шамын фотоэлементтен белгілі-бір қашықтыққа (3-7см) орнату керек.

2. Қондырғының II бөлігін R2 реостатпен 220В кернеу көзіне қосу керек. Бұл кернеуді тәжірибенің соңына дейін өзгертпей ұстау керек. (фотоэлемент пен шам арасындағы тұрақты қашықтық және шамдағы тұрақты кернеу жарық ағынының тұрақтылығын қамтамасыз етеді).

3. Фотоэлементтегі кернеуді U 0В-тен токтың қанығу шегіне жеткенге дейін әрбір 10В сайын өзгерте отырып (фототок күші кернеудің артуымен өсуін тоқтатады), әрбір U-ға сәйкес келетін фототокты микроамперметр көмегімен өлшеу керек. Өлшеу нәтижелерін 11.1-кестеге енгізіңіз.

11.1-кесте.

Вольтамперлік сипаттаманы алу кезіндегі өлшеніп алынған мәндер

U,B								
I,мкA								

4. Фотоэлементтің сезімталдығын 11.1-кестеде келтірілген кернеудің барлық мәндері үшін есептеңіз. Сезімталдық (11.3)-өрнек бойынша есептелінеді.

Жарық ағынының Ф шамасын анықтау үшін төменде келтірілген өрнек қолданылады

$$\Phi = \frac{IS}{\ell^2} \qquad (11.4)$$

мұндағы I – эталон шамның жарық күші (I =29кд); S – фотокатод ауданы (S =12см^2); $\boldsymbol{l}$ – фотоэлемент катодымен және эталон шамның қыздыру қылының (оптикалық орындық шкаласы бойынша анықталады) арасындағы қашықтық.

Нәтижелерді 11.2-кестеге жазыңыз.

11.2-кесте.

Жарық ағыны мен фотоэлемент сезімталдығын есептеу нәтижелері

U, (В)	**I, (мкА)**	**Ф, (лм)**	**γ(А/лм)**

2-тапсырма. ***Фотоэлементтің жарық сипаттамасын анықтау I=f(Ф).***

1. Фотоэлементте қанығу аймағына сәйкес келетін кернеуді орнатыңыз (вольтамперлік сипаттаманы қараңыз). Фотоэлементте орнатылған кернеу бүкіл тапсырманы орындау барысында өзгермеуі тиіс. Эталон шамдағы кернеудің мәнін бірінші тапсырмадағыдай өзгеріссіз қалдырыңыз.

2. Эталон шамды фотоэлементке мүмкін болатын минимал қашықтыққа дейін жақындатыңыз. Осы қашықтықты және фототок күшін 11.3-кестеге жазыңыз.

Шамды фотоэлементтен әрбір 3-5см қашықтыққа жылжыта отырып, фототок күшін өлшеңіз. Өлшеулер нәтижелерін 11.3-кестеге енгізіңіз.

3. Әрбір бекітіліп алынған қашықтық мәндері үшін жарық ағынын Ф (11.4) өрнек бойынша есептеңіз.

11.3-кесте.

Фотоэлементтің жарық сипаттамасын алу кезіндегі алынған нәтижелер

U, (В)	**l, (м)**	**I, (мкА)**	**Ф, (лм)**

Өлшеу нәтижелерін өңдеу

1. 11.1-кестедегі алынған мәндер бойынша фототок күшінің кернеуден тәуелділік графигін салыңыз *(*I=f(U*)).*

2. 11.3-кестедегі алынған мәндер бойынша фототок I күшінің жарық ағынынан тәуелділік графигін салыңыз *(*I=f(Ф*)).*

3. Алынған нәтижелерді талдап және қорытынды жасаңыз.

Бақылау сұрақтары

1. Фотондар. Фотон энергиясы, импульсі және массасы.

2. Сыртқы фотоэффект құбылысы.

3. Сыртқы фотоэффект құбылысының негізгі заңдылықтары және олардың жарықтың кванттық теориясына сүйеніп түсіндірілуі.

4. Фотоэффект құбылысы үшін Эйнштейна теңдеуі.

5. Фотоэффектінің қызыл шегі дегеніміз не?

6. Фотоэлектрондардың жылдамдығы қалай анықталады?

7. Фотоэлектрлік қанығу тогы қандай шамаға тәуелді?

8. Фотоэлементтің негізгі сипаттамалары.

9. Фотоэлементтердің құрылымы, жұмыс істеу принципі және қолданылуы.

№12 зертханалық жұмыс

МЫС ИОНДАРЫНЫҢ ДИФРАКЦИЯСЫН ЗЕРТТЕУ

Жұмыстың мақсаты: мыс иондарындағы толқындық қасиеттерді бақылау, мыс иондарының де Бройль толқын ұзындығын анықтау.

1. Теориялық кіріспе

1.1. Корпускулалы-толқындық екіжақтылық (дуализм). Де Бройль толқындары.

Корпускулалы-толқындық екіжақтылық принципіне сәйкес, кез келген нысан (объект) ***толқындық,*** сондай-ақ ***корпускулалық*** қасиеттерін көрсете алады.

Жарықта әрі үздіксіз электромагниттік толқындардың, әрі дискретті фотондардың бөлшектік қасиеттері бар. Абсолют қара дененің сәулелену заңын және жарық қысымының флуктуацияларын зерттей отырып, жарық қасиеттерінің екіжақтылығын алғаш түсінген Эйнштейн болды.

Бір жағынан интерференция, дифракция және диперсия тәрізді құбылыстар жарықтың толқындық қасиетін дәлелдесе, екінші жағынан абсолют қара дененің сәуле шығаруы, фотоэффект, Комптон эффекті тәрізді құбылыстар жарықтың фотондар деп аталатын бөлшектерден (корпускулалардан) тұратынына нұсқайды.

Жарық қасиетінен осылай әрі толқындық, әрі корпускулалық қаситеттердің байқалуы корпускулалы - толқындық екіжақтылық (дуализм) деп аталады.

Белгілі оптикалық құбылыстардың заңдылықтарын зерделей отырып, толқын ұзындығы азайған сайын (немесе, жиілік артқан сайын) жарықтың кванттық қасиеттері айқын біліне бастайтыны (және керісінше) көз жеткізуге болады.

Тәжірибелер толқындық қасиет тек фотондардың ағынына ғана емес, жеке фотонға да тән екенін көрсетті. Фотон дифракциялық тордан өткен соң экранның қай нүктесіне түсетінін дәл анықтап айту мүмкін емес, тек әр фотонның

экранның қандай-да бір нүктесіне түсу ықтималдығын ғана есептеуге болады.

Осы айтылғандардан фотондар Ньютонның корпускулаларынан мүлде өзгеше бөлшектер екенін көреміз.

Ньютон корпускулалары кәдімгі классикалық бөлшектердің қасиетіне ие болса, фотондар әрі бөлшек, әрі толқындық қасиетке ие.

Француз ғалымы Луи де Бройль жарықтың корпускулалы-толқындық екіжақтылығы туралы көзқарасты дамыта отырып, 1923 жылы корпускулалы-толқындық екіжақтылықтың әмбабаптығы туралы болжамын ұсынды. Ол, тек қана фотондар ғана емес, сондай-ақ электрондар және материяның басқа да бөлшектері *корпускулалық* қасиеттермен қатар *толқындық* қасиеттерге ие болады деп тұжырымдады.

Луи де Бройль пікірінше, әрбір микрообъектімен бір жағынан, корпускулярлық сипаттамалары – *энергия E* және *импульс p*, ал екінші жағынан, толқындық сипаттамалары – *толқын жиілігі* және *ұзындығы* байланысқан, яғни массасы *m,* жылдамдығы v кез келген дененің бөлшегі толқындық қасиетке ие болады.

Қозғалыстағы зат бөлшегімен байланысқан (v « c) толқын ұзындығының λ, бөлшек импульсінен *p* тәуелділігі *де Бройль формуласы* арқылы беріледі

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m\upsilon} \qquad (12.1)$$

мұндағы **m** – бөлшек массасы, v – оның жылдамдығы, $h = 6{,}62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – ***Планк тұрақтысы***.

Қозғалыстағы денеге сәйкес келетін толқындар *де Бройль толқындары* немесе материя толқындары , ал λ – *де Бройль толқын ұзындығы* деп аталды.

Де Бройль формуласының басқаша түрі

$$\vec{p} = \frac{h}{2\pi}\vec{k} = \hbar\vec{k} \qquad (12.2)$$

мұндағы $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda}\vec{n}$ – толқындық вектор, оның модулі $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - ға тең,

n – толқынның таралу бағытындағы бірлік вектор, $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1{,}05 \cdot 10^{-34}$ Дж · с

Массасы *m*, кинетикалық энергиясы W_k релятивистік емес бөлшектің де Бройль толқын ұзындығы үшін мынадай формула жазуға болады:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mW_k}} \qquad (12.3)$$

Ал, потенциалдар айрымы $\Delta\varphi$ вольт электр өрісінде үдетілетін электрон үшін

$$\lambda = \frac{12{,}25}{\sqrt{\Delta\varphi}} \overset{0}{\text{A}} \qquad (12.4)$$

Бірақ көп уақыт өтпей-ақ бұл болжамның рас екендігі тәжірибе жүзінде дәлелденді, *де Бройль формуласы* электрондардың және басқа бөлшектердің кристалдардағы шашырауын және бөлшектердің зат арқылы өтуін зерттеу барысында тәжірибе жүзінде дәлелденді.

Осындай барлық тәжірибелердегі толқындық процестің байқалуы электрондардың (немесе басқа бөлшектердің) дифракциялық заңдылықпен таралатынын анықтайды.

Макроскопиялық денелердің толқындық қасиеттері әлсіздеу байқалады. Осындай денелердің *де Бройль* толқын ұзындықтарының қысқа болатындығы сондай, толқындық қасиеттерді байқау мүмкін емес.

Мысалы, массасы 1г, 1м/с жылдамдықпен қозғалатын бөлшекке шамасы 10^{-30}м-ге тең де Бройль толқын ұзындығы сәйкес келеді, бұл мән бақылауға мүмкін болатын аймақтан тыс жатқанын көруге болады.

Басқа мысал: жылдамдығы 1000м/с және массасы 0,01кг оқтың де Бройль толқын ұзындығы мынаған тең:

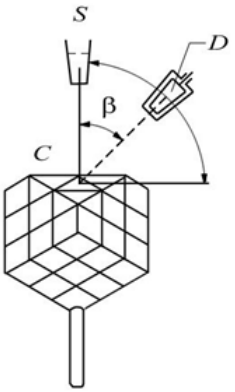
$$\lambda = \frac{h}{m\upsilon} = \frac{6{,}62 \cdot 10^{-34}}{10^{-2} \cdot 10^{3}} \text{(м)} \approx 10^{-34}\text{м}.$$

Табылған толқын ұзындығы оқтың өзінің мөлшерінен ғана емес, физикада белгілі ең кіші мөлшер – реттік шамасы 10^{-15}м

болатын атом ядросы мөлшерінен де өте көп кіші. Сондықтан бұл шама өлшеуге келмейді де, макроскопиялық денелердің қасиеттерін байқау мүмкін болмайды.

Массасы $9{,}1\cdot10^{-31}$кг және жылдамдығы 10^6 м/с электронның де Бройль толқын ұзындығы 10^{-10}м шамасында болады. Олай болса электрондар, өлшемі 10^{-10}м шамасында болатын атомдарда дифракция құбылысына ұшырауы тиіс.

Де Бройль гипотезасы 1927ж. никель монокристалынан электрондардың шағылуын бақылаған К. Дэвиссон мен Л. Джермердің тәжірибелерінде расталды.



12.1-сурет. *Тәжірибе сұлбасы*

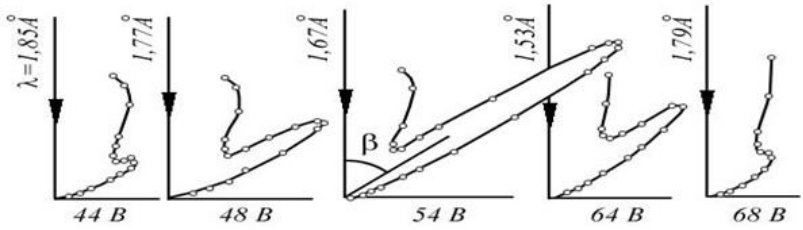
Бұлардың тәжірибелерінің идеясы: егер электрондар шоғының толқындық қасиеттері болса, онда бұлардың монокристалдан шағылуы рентген сәулелерінікі сияқты интерференциялық сипатта болуы тиіс, яғни осы жағдайда рентген сәулелерінің кристалдан шағылуына ұқсас интерференциялық шағылу максимумдары байқалуы тиіс.

Электрондық зеңбірек электронды белгілі бір жылдамдықпен шығарып, никель монокристалына тиіп және одан электрондар шоғын шашыратады (12.1-сурет). Шашыраған электрондарды қабылдаушы ретінде Фарадей цилиндрі қолданылды.

Цилиндр тізбегіндегі ток күші Фарадей цилиндріне түскен электрондар санына пропорционал болған. Цилиндрдегі ток күшінің, энергиялары әртүрлі болған жағдайдағы электрондар шоғының монокристалл бетіне түсу бұрышынан тәуелділігі зерттелді. Классикалық физика тұрғысынан электрондар мүмкін болатын бұрыштармен шашырауы керек.

Бірақ-та электрондардың $\theta=65^0$-тан кіші бұрыштармен шашырауын бақылағанда, электр тізбегіндегі шашыраған электрондардың максимум саны (ток күшінің максимумы),

энергиясы Е=54эВ электронға тура келді, ол $\lambda = 0{,}167$ нм де Бройль толқын ұзындығына сәйкес келеді (12.2-сурет).



12.2-сурет. *θ=65⁰бұрышпен шашырау кезіндегі электрондар саны (Дэвиссон-Джермер тәжірибелері)*

Электрондардың шашырауы рентген сәулелерінің шашырауына ұқсас және Вульф-Брэгг шарты орындалады

$$2d\sin\theta = n\lambda\,. \qquad (12.5)$$

Дэвиссон және Джермер тәжірибелері және басқа да тәуелсіз тәжірибелер электрондардың толқындық қасиеттері болатындығы жөніндегі де Бройль гипотезасының тамаша расталуын береді.

Еркін бөлшектің де Бройль толқын ұзындығының фазалық жылдамдығы

$$v_f = \frac{\omega}{k} = \frac{E}{p} = \frac{mc^2}{mv} = \frac{c^2}{v} \approx \frac{c^2}{h} m\lambda = \frac{c^2 p^2}{2Wh}\lambda \qquad (12.6)$$

мұндағы $\omega = 2\pi\nu$ – циклдік жиілік, W – еркін бөлшектің кинетикалық энергиясы, E – бөлшектің толық (релятивистік) энергиясы, $p = \frac{mv}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$ – бөлшек импульсі, m, v – оның массасы және жылдамдығы, λ – де Бройль толқыны ұзындығы. Соңғы қатынас релятивистік емес жағдай үшін орынды.

Фазалық жылдамдық де Бройль толқын ұзындығына тәуелді, демек бұл толқындардың дисперсиясы болады. Де Бройль толқынының фазалық жылдамдығы v_f вакуммдағы

жарық жылдамдығынан артық болғанымен, ақпарат тасымалдауға қабілетті шамалардың қатарына кірмейді (таза математикалық объект болып табылады).

Де Бройль толқынының топтық жылдамдығы ***u*** бөлшек жылдамдығына **v** тең

$$u = \frac{d\omega}{dk} = \frac{dE}{dp} = v \ . \qquad (12.7)$$

Олай болса, де Бройль толқындарын кеңістікте уақыт бойынша жайылатын толқындық пакет ретінде қарастыруға болмайды.

Бөлшек энергиясы *E* мен де Бройль толқыны жиілігінің ν арасындағы байланыс

$$E = h\nu = \hbar\omega \qquad (12.8)$$

Кристалдардағы электрондардың шашырауы бойынша жүргізілген тәжірибелерден, электрондардың үлкен санының жеке бағытта шашырайтындығы байқалады.

Толқындық көзқарас бойынша, кейбір бағыттарда электрондардың максимум санының болуы, бұл бағыттарда де Бройль толқынының үлкен интенсивтігі бар екенін білдіреді.

Толқын интенсивтігі толқын амплитудасының квадратына $|A|^2$ пропорционал болатындығын есепке алсақ, берілген нүктедегі де Бройль толқыны амплитудасы модулінің квадраты, бөлшектің осы нүктеде болу ықтималдылығының өлшемі болып табылады.

Бөлшектің t уақыт мезетінде, кеңістіктің қандай-да бір нүктесінде бар болу ықтималдылығын анықтау үшін, толқындық функция Ψ(x, y, z, t) деп аталатын, координат және уақыт функциясын енгіземіз.

Жоғарыда айтылғандай, физикалық мағынаға толқындық функция модулінің квадраты $|\Psi|^2$ ие болады. Бөлшектің dV көлем элементінде болу ықтималдылығы dP, толқындық функция модулінің квадратына $|\Psi|^2$ және dV көлем элементіне пропорционал, яғни

$$dP = |\Psi|^2 \cdot dV = |\Psi|^2 \cdot dx\, dy\, dz \ . \qquad (12.9)$$

Ықтималдылық тығыздығы мынаған тең:

$$\rho_p = \frac{dP}{dV} = |\Psi|^2 \ . \qquad (12.10)$$

ρ_P шамасы бөлшектің кеңістіктің бірлік көлемінде болу ықтималдылығына тең. $|\Psi|^2 = \Psi \bullet \Psi^*$, мұндағы Ψ^* комплексті түйіндес функция. Олай болса, $|\Psi|^2$ шамасы де Бройль толқындарының интенсивтігін анықтайды. Толқындық функцияның анықтамасы бойынша ол келесі шартты қанағаттандырады:

$$\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}|\Psi|^2 dxdy \cdot dz = 1, \qquad (12.11)$$

мұндағы интеграл шексіз кеңістік бойынша есептелінеді**.** (12.11) формула толқындық функцияның нормалау шарты болып табылады.

Толқындық функция микробөлшектер күйінің объективті сипаттамасы болуы үшін, ол бірқатар шарттарды қанағаттандыруы қажет. $\Psi(x, y, z, t)$ функциясы физикалық жүйенің күйін сипаттайтындықтан, оның математикалық қасиеттері үздіксіз түпкілік, бірмәнділік талаптарымен шектелуі керек. Бұл талаптар стандарттық шарттар деп аталады.

1.2. Дөңгелек саңылаудағы Френель дифракциясы

Мыс иондарының толқындық қасиеттерін тәжірибеде анықтау және олардың толқын ұзындықтарын есептеу сияқты проблемаларды шешу, дөңгелек саңылаудағы Френель дифракциясы бойынша тәжірибелерде көп оңайлайды. Дифракцияның бұл түрі жарық фотондары сияқты микробөлшектер үшін жақсы зерттелген. Сондықтан назарымызды дифракцияның осы бір түріне аударайық.

Алдымен, бізді қызықтыратын дифракция түрінің классификациялық орнын анығырақ түсіну үшін, жарық

дифракциясы түрлерінің классификациясына қысқаша тоқталайық.

Дифракция параметрлерімен ерекшелінетін жарық дифракциясының екі түрі бар екені белгілі: ***Фраунгофер дифракциясы*** және ***Френель дифракциясы***.

Дифракция параметрі толқын ұзындығын λ, бөгеттің сипатты өлшемін (саңылау диаметрі D, дифракциялық тор ұзындығы, бөгет шетінің қисықтық радиусы және т.б.), бөгет және бақылау нүктесі арасындағы арақашықтықты l байланыстыратын белгілі бір қатынас болып табылады.

Дөңгелек саңылаудағы дифракция үшін бұл параметр $\frac{D^2}{\ell\lambda}$ қатынасы болып табылады, мұндағы D – саңылау диаметрі. Френель дифракциясы жағдайында $\frac{D^2}{\ell\lambda}\approx 1$, ал Фраунгофер дифракциясы кезінде $\frac{D^2}{\ell\lambda}\prec 1$.

$\frac{D^2}{\ell\lambda}>>1$ болған жағдайда, жарықтың толқындық қасиеттері көрінбейді, және жарық дифракциясы байқалмайды.

Дифракция түрлерінің ары қарай бөлінуі *бөгет түрлері бойынша* жүргізіледі: тесіктегі, саңылаудағы, дифракциялық тордағы дифракция және т.б. Дифракция түсетін толқынның толқын фронтының түрі бойынша да бөлінеді: жазық толқын, сфералық толқын.

Осы жұмыста, дөңгелек саңылауға параллель сәулелер (жазық толқын) түскен кездегі, дөңгелек саңылаудағы Френель дифракциясы бойынша тәжірибе жүргізіледі.

Олай болса, дөңгелек саңылаудағы Френель дифракциясы бойынша тәжірибені дұрыс қою $\frac{D^2}{\ell\lambda}\approx 1$ шартының орындалуын талап етеді. Бұл жағдайда бұрыштық біртексіздіктер $\frac{D}{\ell}$, толқын ұзындығының осы біртексіздіктің сызықтық өлшеміне қатынасы сияқты ретке ие болады:

$$\frac{D}{\ell} \approx \frac{\lambda}{D}.$$

Енді жарықтың дөңгелек саңылаудан өткенде дифракциялануын қарастырайық.

Бөгетке жазық немесе сфералық толқын түседі (12.3-сурет). А нүктесінен таралған толқын жолында дөңгелек саңылауы бар MN экран орналастырылсын. А және MN тесігінің центрінен өтетін түзудің бойында жатқан В нүктесінің жарықталынуы қандай болады, соны қарастырайық.

Ол үшін сфералық бет жүргіземіз, ол толқындық бет болсын (12.3-сурет). Оны Френель зоналарына бөлеміз. **Френель зоналарына бөлу, саңылау өлшеміне байланысты оған көп немесе аз зоналар саны сиятындығын көрсетеді.** $\frac{D^2}{\ell\lambda} > 1$ шарты орындалған кезде зоналардың шектеулі санын ғана есепке алуға болады.

Егер саңылауға бір ғана зона немесе санаулы ғана зоналар сиятын болса, онда В нүктесінің жарықталынуы жоғары болады, ал егер саңылауға сиятын зоналар саны жұп болса, онда В нүктесінің жарықталынуы жарық еркін тарағандағыдан нашар болады.

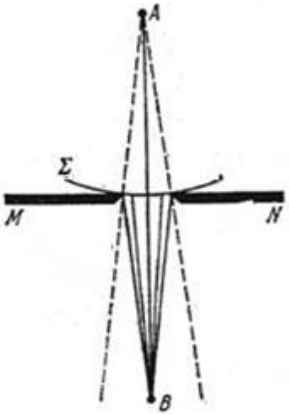
Егер саңылауға екі зона сыйса, онда В нүктесінің жарықталынуы өте нашар болады, тіпті жарық жоқ деуге де болады, өйткені ол зоналардың сәйкес нүктелерінен келген жарық тербелістерінің фазалары қарама-қарсы, сондықтан олар бірін-бірі жойып жібереді.

Дәл осындай сурет АВ сызығының бойында жатқан кез келген нүкте үшін байқалады. АВ сызығына перпендикуляр жазықтықта, осы сызықтан тыс жатқан нүктелер үшін сурет анағұрлым күрделі.

Жарықталынуы бірдей нүктелер В нүктесін айнала бір шеңбер (сақина) бойына орналасады да, бір-біріне ауысатын жарықталынудың максимумдар және минимумдар аймақтарын бақылауға болады.

Барлық зоналардың аудандары шамамен алғанда бірдей, сонымен қатар В нүктесінен зоналар алыстаған сайын (зоналар нөмірі өскен сайын) амплитуда кішірейетіні дәлелденді.

Егер қарастырылып отырған зоналар саны өте көп болса, онда ең ақырғы зонаның әсері болымсыз аз болады, оны есепке алмауға болады. Сонымен, өте көп зоналар немесе өте үлкен толқындық бет әсерінен пайда болған қорытқы тербелістің амплитудасы орталық зонаның әсерінен пайда болған тербеліс амплитудасының жартысына тең.



12.3-сурет. *Дөңгелек саңылаудағы дифракция*



12.4-сурет. *Дөңгелек саңылаудағы дифракция кезіндегі дифракциялық сурет*

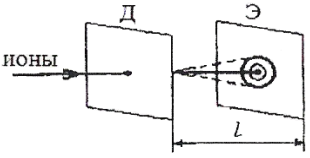
В нүктесінен қашықтаған сайын жарықталыну периодты түрде өзгеріп отырады, жарық және қара-қоңыр нүктелер алма-кезек кездеседі. Сонда жарықталынуы бірдей нүктелер В нүктесін айнала сақина бойына орналасады да, орталық жарық дақты бірнеше жарық және қара-қоңыр сақиналар қоршап тұрады.

Геометриялық көлеңкенің дәл ортасында ақ нүкте болу керек деген таң қалдыратын қорытындыны 1818 жылы Пуассон Париж академиясында Френель еңбектерін талқылау барысында ұсынған болатын. Бірақ-та Арго тәжірибе жүргізіп, Пуассон қорытындылары шындыққа сәйкес келетінін және Френель теориясын растайтындығын айтты. Пуассон болжаған геометриялық көлеңкенің ортасында ақ нүкте Пуассон дағы деген атқа ие болды.

1.3. Тәжірибе әдістемесі

Қарастырылып отырған жұмыста, диаметрі толқын ұзындығымен шамалас болатын дөңгелек саңылаудағы, массасы m және жылдамдығы v қозғалыстағы иондарға сәйкес келетін мыс иондарының дифракциясы зерттеледі.

Электр өрісімен үдетілген иондар Д диафрагмада саңылау арқылы өткенде (12.5 - сурет) дифракцияланады. Экранда Э максимумдары және минимумдары концентрлі сақина түрінде орналасатын дифракциялық сурет пайда болады. Иондардың толқын ұзындығын екі әдіспен анықтауға болады: де Бройль формуласы (12.1) бойынша, сондай-ақ (12.12) формула бойынша.



12.5-сурет. *Дифракцияны алудың сұлбасы*

Жарық дифракциясы теориясынан, жазық толқын үшін толқын ұзындығы λ және саңылауға сиятын Френель зоналар саны *n* келесі қатынаспен байланысқан

$$\lambda = r^2/nl, \qquad (12.12)$$

мұндағы r – саңылау радиусы, *l* – диафрагма және экран арасындағы қашықтық.

n-нің аз мәнінде экрандағы қараңғы және жарық сақиналардың жалпы саны Френель зоналар санымен дәл келеді, яғни *n*-ді тәжірибеде қараңғы және жарық сақиналардың жалпы санын санап анықтауға болады, ол сан әрқашанда бүтін мәнге ие.

Әдетте Френель зоналарының бүтін емес санын қараңғы және жарық сақиналардың бүтін санына теңестіру, әдістің негізгі қателігі болып табылады.

Мыс иондары салыстырмалы түрде үлкен массаға ие $m = 1{,}05 \cdot 10^{-25}$ кг (бұл шамамен протон массасынан 100 еседей үлкен және электрон массасынан жуықтап 100 мың есе үлкен), бірақ-та олардың электролиттегі электр өрісі әсерінен болатын бағытталған қозғалысының жылдамдығы өте аз (бар болғаны бірнеше см/сағ).

Сондықтан электролиттегі ион ағындарының толқындық қасиеттерін тәжірибеде оңай бақылауға болады. Жұмыста

толқын ұзындығын (12.1) де Бройль формуласы бойынша есептеу кезінде мыс иондарының бағытталған қозғалысының жылдамдығын білу қажетті. Оны келесі формула бойынша анықтауға болады

$$v = b\frac{u}{L} \qquad (12.13)$$

мұндағы u – электродтар арасындағы потенциалдар айрымы, L – олардың арасындағы қашықтық (12.5-сурет), b – иондар қозғалғыштығы.

Иондар қозғалғыштығы (b) электролиттегі өріс кернеулігі 1В/м тең кездегі иондардың тасымалдау қозғалысының жылдамдығына тең.

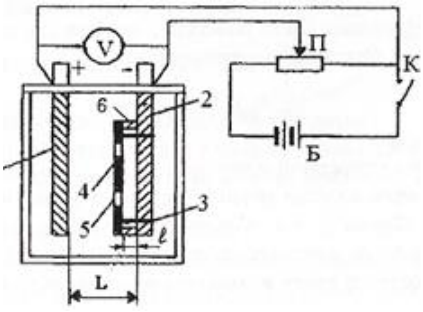
Иондар қозғалғыштығы ерітіндінің концентрациясынан және электролит температурасынан тәуелді болады.

Бөлме температурасында, концентрациясы төмен ерітінділер үшін мыс иондарының қозғалғыштығын төмендегі мәнге тең деп алуға болады

$$b=4{,}8\cdot10^{-8}\ (м/с)/(В/м).$$

2. Тәжірибелік қондырғы

Мыс иондарын бақылауға арналған қондырғының негізгі бөлігі, мыс сульфатының $CuSO_4$су ерітіндісімен толтырылған және екі электродтан – мыс (1) – анод және көмір (2) – катод орналастырылған әйнек ыдыстан тұратын электролиттік ванна болып табылады (12.6-сурет).



12.6-сурет. *Тәжірибе қондырғысының сұлбасы*

Катодқа екі резеңке сақиналар (3) көмегімен дөңгелек саңылауы бар (5) диафрагма (4) бекітіледі.

Катод беті мен диафрагма арасында, диафрагмаға клейленген прокладкалардың (6) көмегімен қуыс пайда болады.

Егер кілт К көмегімен аккумуляторлар батареясын электролиттік ваннаның

электродтарына тұйықтасақ, онда электролитте анодтан катодқа қарай бағытталған электр өрісі туындайды.

Мыстың оң зарядталған иондары катодқа қарай ұмтылады және диафрагмадағы саңылаудан өтіп, дифракция нәтижесінде катодта тұтас дақ болып емес, жеке сақиналар түрінде (дөңгелек сақинадағы жарық дифракциясы суретін толықтай қайталайтын) отырады.

2.1. Тәжірибені орындау реті және өлшеу нәтижелерін өңдеу:

1. Көмір электродтың жұмыс бетін тотықтар мен көмір шаңынан байқап тазартыңыз.

2. Штангенциркульмен прокладка (6) қалыңдығын өлшеңіз. Диафрагма мен катод арасында қуыс тудыратын осы прокладка қалыңдығы дифракциялық формуладағы (2) саңылаудан экранға дейінгі арақашықтық *l* болып табылады.

r_1, r_2, r_3 саңылау радиустарын өлшеңіз.

3. Екі резеңке сақиналар көмегімен көмір электродта диафрагманы бекітіңіз.

Содан соң көмір электродты жұмыс жағдайына келтіріңіз және 1 және 2 электродтардың ішкі беттерінің арасындағы қашықтықты L өлшеңіз.

4. Электр тізбегін 12.6-суреттегі сұлба бойынша жинаңыз. Сұлбаны жинау барысында батареяның Б теріс полюсі көмір электродқа жалғанғанына назар аударыңыз.

5. Электродтарды электролитке түсіріңіз және тәжірибені жүргізуге дайындалыңыз. Тізбекті кілтпен К тұйықтаңыз, потенциометр П көмегімен жұмыс кернеуін орнатыңыз (4-6), тұрақты кернеуді ұстай отырып (вольтметр көрсеткішін бақылап отырыңыз), 30-50с бойы ток жүргізіңіз.

6. Ток ажыратылғаннан кейін көмір электродты алып, одан диафрагманы шешіп және әрбір саңылаудың қарсы жағында пайда болған дифракциялық суретті салып алыңыз.

7. Суреттің жарық зонасын қоса есептеп, қараңғы және жарық сақиналардың жалпы санын санаңыз және Френель зоналар санын n анықтаңыз.

8. (12.12) формула бойынша мыс иондарының толқын ұзындығын есептеңіз.

Осындай есептеулер саны, диафрагмада қанша саңылаулар болса, сонша болады. Өлшеулер мен есептеулер нәтижелерін 12.1-кестеге енгізіңіз.

9. Толқын ұзындығын (12.1) формула бойынша есептеңіз және 12.2-кестеге енгізіңіз.

10. (12.1) және (12.12) формулалары бойынша алынған нәтижелерді салыстырыңыз.

11. Алынған нәтижелерді талдап, қорытынды жасаңыз .

12.1-кесте.

Тәжірибелік өлшеулер мен де Бройль толқын ұзындығын (12.12) формула бойынша есептеу нәтижелері

l	**r**	**n**	**λ**	**<λ>**

12.2-кесте.

Де Бройль толқын ұзындығын (12.1) формула бойынша есептеу нәтижелері

L	**u**	υ	**λ**	**<λ>**

Бақылау сұрақтары

1. Корпускулалы-толқындық екіжақтылықтың мәнісі неде?
2. Де Бройль формуласын жазыңыз. Бөлшектердің толқындық қасиеттері қандай жағдайларда байқалады?
3. Берілген жұмыстағы мыс иондарының толқындық қасиеттерін бақылау негізінде қандай құбылыс жатыр?
4. Берілген жұмыста мыс иондары ағынының толқын ұзындығын қалай есептеуге болады?
5. Де Бройль толқынының физикалық мағынасы қандай?
6. Пси-функцияның мағынасы?

№ 13 зертханалық жұмыс

ЖАРТЫЛАЙ ӨТКІЗГІШТЕР КЕДЕРГІСІНІҢ ТЕМПЕРАТУРАҒА ТӘУЕЛДІЛІГІН ЗЕРТТЕУ

Жұмыстың мақсаты: Жартылай өткізгіштер кедергісінің температураға тәуелділігін зерттеу және жартылай өткізгіштің активация энергиясын анықтау:

1. Терморезистордың вольт-амперлік сипаттамасын түсіру;
2. Жартылай өткізгіштің кедергісінің температураға тәуелділігін зерттеу және оның активация энергиясын анықтау.

1. Теориялық кіріспе

Жартылай өткізгіштер деп меншікті кедергісі металдар мен диэлектриктердің меншікті кедергілерінің аралығында жататын заттар тобын айтады. Жартылай өткізгіштің өткізгіштігі температура, сәулелеу және т.б. сыртқы физикалық факторлардан тікелей тәуелді болады.

Кристалды жартылай өткізгіштердің қасиеттері аймақтық теориямен түсіндіріледі.

Атомдарда электрондар белгілі бір энергетикалық деңгейлерде орналасады. Химиялық байланыстардың құралуына қатыса алатын сыртқы электрондар элементтің валенттілігін анықтайды және белгілі-бір деңгейлерде орналасады.

Бұл деңгейлерді валенттік аймақ деп атайды. Жартылай өткізгіштерде валенттік аймақ электрондармен толығымен толықтырылған (әр энергетикалық деңгейде екі электроннан орналасқан), өткізгіштік аймақ бос аймақ (электрондары жоқ рұқсат етілген аймақ) болады.

Электрондардың валенттік және өткізгіштік аймақтар деңгейлері бойынша таралуы Ферми-Дирак функциясымен сипатталады

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left[(E_i - E_F)/kT\right] + 1}, \qquad (13.1)$$

мұндағы $f(E)$ функциясы электронның Т температура кезіндегі энергиясы Е кванттық күйде болу ықтималдығын сипаттайды. E_F – Ферми энергиясы, k – Больцман тұрақтысы.

Меншіктік жартылай өткізгіште (мүлдем таза, ешқандай қоспасы жоқ жартылай өткізгіш) абсолют нөл температура кезінде валенттік аймақ деңгейлері электрондармен толығымен толықтырылған $E > E_F$ үшін $f(E) = 1$ ал өткізгіштік аймақ деңгейлерінде электрондар болмайды $E < E_F$ үшін $f(E) = 0$

Сондықтан жартылай өткізгіш $T = 0$ кезінде өзін диэлектрик түрінде көрсетеді. Абсолют нөл температура кезінде жартылай өткізгіште электрондар өткізгіштік аймақта бола алмайды, сондықтан жартылай өткізгіш диэлектрик болып табылады.

Валенттік аймақ пен өткізгіштік аймақ арасындағы аймақ «тыйым салынған» аймақ деп аталады. Температура жоғарылаған сайын жартылай өткізгіштерде электронның атоммен байланысы әлсірей береді және электрон кинетикалық энергия есебінен өзінің деңгейін тастап, өткізгіштік деңгейге өтеді.

Осы электрон өткізгіштік электроны болады. Байланыстың үзілуі кезінде электроны жетіспейтін бос орын пайда болады, оны «кемтік» деп атайды.

Орнынан теріс зарядты электрон кеткендіктен кемтік оң зарядты бөлшек болып есептелінеді, олай болса бос деңгейлердің бар болуы кезінде валенттік аймақтағы электрондардың қозғалысын «кемтік» деген атауға ие оң зарядталған квазибөлшектердің қозғалысы сияқты елестетуге болады.

Кемтіктер жайындағы көзқарас жартылай өткізгіштердегі бүкіл көпэлектронды жүйенің қозғалыс сипатын айқындайды, сондықтан осы құбылыстың физикасына қысқаша тоқталайық. Абсолют нөл температура кезінде металдардағы электрондар жоғарғы валенттік аймақтарға орналасады.

Бұл деңгейді Ферми деңгейі деп атайды. Ферми деңгейі материал қасиеттерінен тәуелді болады.

Меншіктік жартылай өткізгіштер үшін Ферми деңгейі тыйым салынған аймақтың орта шенінде жатады. Жартылай өткізгіштердегі ΔE-нің аз шама болатындығына байланысты, абсолют нөл температурадан жоғары температура кезінде ($T > 0K$) электрондардың валенттік аймақтан өткізгіштіктің еркін аймағына жылулық өтуі мүмкін болады (13.1-сурет).

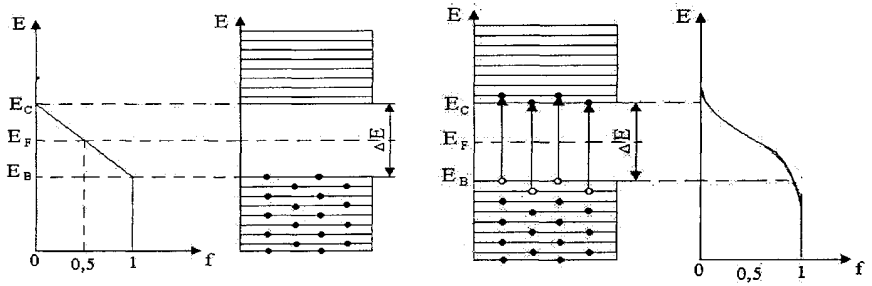
Температура артқан сайын жылулық өту интенсивтілігі күрт өседі, себебі Т температура кезінде электронның ΔE энергияны алу ықтималдығы келесі өрнекпен анықталады:

$$f(E) \approx e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}. \qquad (13.2)$$

Электрондардың валенттік аймақтан өткізгіштік аймаққа өтуімен бірмезгілде валенттік аймақта еркін деңгейлер (вакансиялар) пайда болады, осы босаған орындар көрші атомдардың валенттік электрондарымен толтырылуы мүмкін, ол үшін оларға энергия берілуі тиіс, мысалы электр өрісімен.

Электрондар осылай бір жаққа қозғалғанда оларға қарама-қарсы жаққа оң зарядты бөлшектер қозғалып отырады. Оларды «кемтіктер» деп атайды.

Орнынан теріс зарядты электрон кеткендіктен, кемтік оң зарядты бөлшек болып есептелінеді. Кемтіктердің қозғалысына негізделген өткізгіштікті- кемтіктік өткізгіштік немесе р-тектес өткізгіштік деп атайды.



13.1-сурет

р-тектес жартылай өткізгіштер үшін Ферми деңгейі тыйым салынған аймақтың төменгі жартысында орналасады, n-тектес жартылай өткізгіштер үшін, тыйым салынған аймақтың жоғарғы жартысында орналасады.

Жартылай өткізгіштің меншіктік өткізгіштігі әдетте үлкен емес, өйткені бос электрон саны аз, мысалы, бөлме температурасында германий үшін ол $3 \cdot 10^{13}$см$^{-3}$-ке тең, ал 1см^3-дегі атомдар саны 10^{23}, яғни бос электрондар саны жалпы атомдар санының 10^9 бөлігін құрайды. Ал қоспа болған жағдайда, өте аз концентрация кезінде де, бос электрондар саны көп есе артады.

Қоспалы жартылай өткізгіштердегі өткізгіштіктің құралу процесін қарастырайық. Егер де таза біртекті жартылай өткізгіштің ішіне басқа элементтердің атомдарын кіргізсек, онда қоспалы жартылай өткізгіш пайда болады.

Егер төртвалентті кремнийге V топтағы элементтердің атомдарын кіргізсек (мысалы мышьяк, фосфор), оның тек қана төрт электроны көрші кремнийдің атомдарының төрт электрондарымен мықты коваленттік байланысқа түседі. Кремнийдің атомымен коваленттік байланысқа түспеген бесінші электрон ядромен әлсіз байланыста болғандықтан, атомды оңай тастап кетеді.

Кремнийдің негізгі атомдарына мышьяк атомдарының 10^6 үлесін қосқанда бос электрондар концентрациясы 10^{16}см$^{-3}$-ке тең болады. Бұл таза жартылай өткізгіштегі бос электрондар концентрациясынан 10^3 есе үлкен.

Электрондарын оңай беретін қоспаларды ***донорлық қоспалар*** (қысқаша *донорлар*) деп атайды, ал жартылай өткізгіштер ***n-тектес*** деп аталады.

Егер де кремнийдің кристалына III топтағы элементтің, мысалы, индийдің атомдарын кіргізсек, оның тек қана сыртқы қабатында үш валенттік электрон болғандықтан, кремнийдің атомымен коваленттік байланысқа түсуі үшін бір электроны жетіспейді. Бұл жетіспейтін электронды индийдің атомы басқа көрші кремнийдің атомынан алады. Сонда ол жұлынған электронның орнында бос орын, яғни оң зарядты кемтік пайда болады.

Бір электронды қосып алған индийдің атомы қозғалмайтын теріс ионға айналады. Осындай қоспалы жартылай өткізгіштің электр өткізгіштігі осы кемтіктердің қозғалуынан туады да, жартылай өткізгіштің өзі *р тектес* деп, ал өткізгіштігі де *р тектес кемтіктік* деп аталады.

Кемтіктік электр өткізгіштікті қамтамасыз ететін қоспалар *акцепторлық (электрон алушы) қоспалар* деп, не қысқаша *акцепторлар* деп аталады.

Жартылай өткізгіштердің аймақтық диаграммасы

***p*-тектес**

***n*-тектес**



13.2-сурет.

Сондықтан меншіктік жартылай өткізгіштің меншікті электрөткізгіштігі σ электрондық және кемтіктік өткізгіштіктердің қосындысынан тұрады және келесі формула бойынша есептеледі:

$$\sigma = qn_i\left(U_n + U_p\right), \qquad (13.3)$$

мұндағы n_i – меншіктік жартылай өткізгіштегі кемтіктер концентрациясына тең ($n = p = n_i$) еркін электрондар концентрациясы; U_n және U_p – сәйкесінше электрондар мен кестіктердің қозғалтқыштығы, яғни өріс кернеулігі (E=1В/м) кезінде олардың электрлік өріс бойымен орын ауыстыру жылдамдығы.

Ток тасушылардың концентрациясы $f(E)$-ге пропорционал болғандықтан, онда (13.2) және (13.3)-ке сәйкес

электрөткізгіштік температура жоғарылаған сайын жылдам өседі және мына заң бойынша өзгереді:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}, \qquad (13.4)$$

мұндағы σ_0 – константа.

Егер химиялық таза жартылай өткізгіш құрамына қажетті қоспаларды (донорлық немесе акцепторлық) енгізсе, онда тек электронды (n-жартылай өткізгіштер) немесе донорлық (р-жартылай өткізгіштер) тектес өткізгіштігі бар жартылай өткізгіш алуға болады.

Бұл тыйым салынған аймақта сәйкесінше донорлық немесе акцепторлық деңгейлердің пайда болуымен байланысты (13.2 - сурет). $\Delta E_д$, ΔE_A шамалары донорлар мен акцепторлардың активация энергиялары деп аталады.

Бір текті қоспасы бар қоспалық жартылай өткізгіш үшін меншікті электрөткізгіштік:

$$\sigma_n = \sigma_{0n} e^{-\frac{\Delta E_Д}{2kT}}, \qquad (13.5)$$

$$\sigma_p = \sigma_{0p} e^{-\frac{\Delta E_a}{2kT}}. \qquad (13.6)$$

Акцепторлық және донорлық қоспалары бар жартылай өткізгіштің меншікті электрөткізгіштігі:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta Enp}{kT}}, \qquad (13.7)$$

мұндағы $\Delta E_{пр}$ – қоспалық жартылай өткізгіштің активизация энергиясы.

Жартылай өткізгіштің өткізгіштігінің температураға тәуелділігін зерттеу кезінде оның өткізгіштігі емес, көбінесе жартылай өткізгіштің кедергісі қолданылады. (13.5), (13.6) және (13.7) өрнектерге сәйкес кедергі мынаған тең:

$$R_i = R_0 e^{\frac{\Delta E}{2kT}}, \qquad (13.8)$$

бір текті қоспалық жартылай өткізгіштер үшін сәйкесінше:

$$R_n = R_{0n} e^{\frac{\Delta E_Д}{2kT}}, \qquad (13.9)$$

$$R_p = R_{0p} e^{\frac{\Delta E_a}{2kT}}, \qquad (13.10)$$

акцепторлық және донорлық қоспалары бар қоспалық жартылай өткізгіштер үшін:

$$R_i = R_0 e^{\frac{\Delta E_{np}}{kT}}, \qquad (13.11)$$

Активация энергиясын T_1 және T_2 температура кезіндегі өлшенген терморезистор кедергілерінің мәндері арқылы анықтауға болды

$$R_1 = R_0 e^{\frac{\Delta Enp}{kT_1}} \text{ және } R_2 = R_0 e^{\frac{\Delta E_{np}}{kT_2}}, \quad \frac{R_1}{R_2} = e^{\frac{\Delta E_{np}}{kT}\left(\frac{1}{T_1}-\frac{1}{T_2}\right)},$$

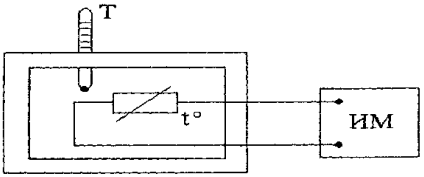
осыдан

$$\Delta E_{np} = \frac{kT_1T_2}{(T_1 - T_2)} \ln \frac{R_1}{R_2} \qquad (13.12)$$

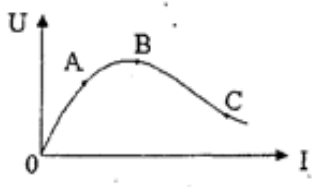
2. Тәжірибелік қондырғы

Температуралық тәуелділікті түсіру үшін зерттелетін терморезисторды қыздырғыш пешке (термостат), термометр басымен бір деңгейде тікелей оның маңына орналастырылады және айнымалы ӨК (ИМ) тізбегіне қосады.

Өлшегіш көпір ретінде омметр қолданылады.



13.3-сурет. *Терморезистордың сұлбасы*



13.4-сурет. *Терморезистордың вольт-амперлік сипаттамасы*

Терморезистордың вольт-амперлік сипаттамасын түсіру үшін, сұлбасы 13.3-суретте көрсетілген қондырғы қолданылады.

Терморезисторды ашық ауада штативте бекітеді.

Қосымша кедергінің R шамасы терморезистордың максималь теріс кедергісінен үлкен болу керек, әйтпесе сипаттаманы толықтай түсіру мүмкін емес.

U(I) тәуелділігін терморезистор мен қоршаған орта арасында жылулық тепе-теңдік жағдайында алады, сондықтан терморезистордың кернеуін өлшеуден бұрын терморезистордың жартылай өткізгіштік материалындағы ток бөлетін қуатпен, олардың қоршаған ортаға тарататын қуат арасында тепе-теңдікті орнағанға дейін 1-2минут тосу қажет (13.4-сурет).

Терморезистор тізбегіндегі ток күшін автотрансформатор көмегімен 0-0,15мА сайын өзгерте отырып, кернеу және ток күші шамаларының өлшемдерінің есептеу жүргізіледі (токты өлшеуден кейін 1-2минут ішінде).

Басында ток өскен сайын кернеудің жоғарылауы байқалады (сызықты ОА және сызықты емес АВ бөліктері), сосын токтың ары қарай өсуі кезінде терморезистордағы кернеудің төмендеуін байқаймыз, яғни сипаттамасының ВС түсу бөлігі.

Сипаттаманың түсу бөлігінде терморезистордың динамикалық кедергісі теріс $R_д = \frac{\Delta U}{\Delta I}$.

2.1. Тәжірибенің орындалу тәртібі және өлшеу нәтижелерін өңдеу

1-тапсырма. ***Терморезистордың вольт-амперлік сипаттамасын түсіру:***

1) «ВАХ» тумблерін жоғарғы күйге келтіріңіз. Сол аспаптың қосқышын «dcA 20m» күйіне, ал оң аспаптың қосқышын «dcV 20» күйіне орнатыңыз.

Терморезистордың бөлме температурасы кезіндегі статикалық вольт-амперлік сипаттамасын ток күшін О мА-ден 0,15мА-ге дейін өзгерте отырып түсіріңіз. Нәтижелерді 13.1-кестеге енгізіңіз;

13.1-кесте.

	U_1,В	U_2,В	U_3,В	U_4,В	U_5,В	U_6,В	U_7,В
I_1,мА							
I_2							
I_3							
I_4							

2) $U = f(I)$ тәуелділік графигін тұрғызыңыз;

3) Бір жұмыс нүктесіндегі теріс динамикалық кедергі өлшемін есептеңіз $R_д = \frac{\Delta U}{\Delta I}$.

2-тапсырма. Терморезистордың жартылай өткізгіш материалы кедергісінің температурадан тәуелділігін түсіру:

1) «ВАХ» тумблерін төменгі күйге келтіріңіз, сол қондырғы ұясынан (mA) штекерлерді суырып, оның қосқышын «^{0}C» жағдайына, ал оң қондырғының қосқышын «200к» жағдайына орнатыңыз;

2) «Нагрев» тумблерін жоғарғы күйге келтіріп, жартылай өткізгіш кедергісін бөлме температурасынан бастап 120^{0}C-ге дейін, әр 10^{0}C сайын өлшей отырып, терморезистордың температураға тәуелділігін түсіріңіз.

Нәтижесін 13.2-кестеге жазыңыз;

13.2-кесте.

	t_1,^{0}C	t_2, ^{0}C	t_3, ^{0}C	t_4, ^{0}C	t_5, ^{0}C	t_6, ^{0}C	t_7, ^{0}C
R_1,Ом							
R_2							
R_3							
R_4							

1) Жартылай логарифмді масштабта кедергінің температураға тәуелділік графигін тұрғызыңыз, яғни абсцисса осі бойынша $\frac{1}{T}$ мәнін, ал ордината осі бойынша lnR мәнін алыңыз;

2) Қоспалық жартылай өткізгіштің активация энергиясын (13.12) формуласы бойынша есептеңіз және график бойынша алынған мәнмен салыстырыңыз. Активация ΔE энергиясын эВ арқылы беріңіз.

Бақылау сұрақтары

1. Аймақтық теория тұрғысынан жартылай өткізгіштің металл және диэлектриктен айырмашылығы неде?
2. Кемтіктік және электрондық өткізгіштік дегеніміз не?
3. Терморезистордың статикалық волтьамперлік сипаттамасын түсіндіріңіз.
4. Жартылай өткізгіш электрөткізгіштігінің температураға тәуелділік сипатын түсіндіріңіз.
5. Жартылай өткізгіш кедергісінің температураға тәуелділігі қай жерде қолданылады?

№ 14 зертханалық жұмыс

ЖАРТЫЛАЙ ӨТКІЗГІШТЕРДІҢ ФОТОӨТКІЗГІШТІК ҚҰБЫЛЫСЫН ЗЕРТТЕУ

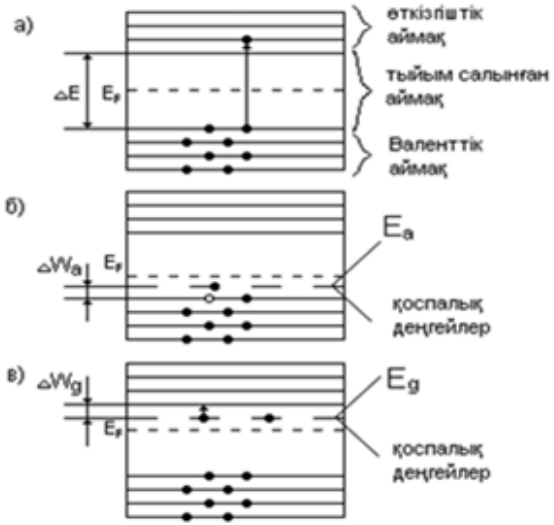
Жұмыстың мақсаты: Фотокедергінің қасиеттері мен жұмыс істеу принциптерін анықтайтын негізгі физикалық заңдылықтарды зерттеу.

Негізгі тапсырмалар:

1. Фотокедергінің волтьамперлік және жарықтық сипаттамаларын тұрғызу.
2. Кедергінің сезімталдығы мен өзгеру еселігін анықтау.

1. Теориялық кіріспе

Жартылай өткізгіштер деп меншікті кедергісі заттың құрылымына, қоспаның түрі және мөлшеріне, сондай-ақ температура, жарықтандыру, сыртқы электр және магнит өрістері сияқты сыртқы жағдайларға тәуелді болатын, бөлме температурасында шамасы 10^{-8}-ден 10^{6} Ом$^{-1}$ м$^{-1}$ дейінгі аралықта жататын заттарды айтамыз.



14.1-сурет. *Өткізгіштердің энергетикалық аймақтары: а – меншіктік; б – акцепторлық; в – донорлық.*

Қатты денелердің электрөткізгіштігі аймақтық теория негізінде түсіндіріледі.

14.1-суретте меншіктік, акцепторлық және донорлық жартылай өткізгіштердің энергетикалық аймақтарының қарапайым диаграммалары көрсетілген.

Төменгі аймақ валенттік аймақ деп аталады. Аталған аймақта жартылай өткізгіштерде диэлектриктердегі сияқты абсолют нөл температура кезінде электрондарментолығымен толықтырылған (әр энергетикалық деңгейде екі электроннан орналасқан) болады.

Валенттік аймақ пен өткізгіштік аймақ тыйым салынған аймақ деп аталатын энергетикалық аралықпен, яғни электрондар болмайтын энергия деңгейлерімен бөлінген.

Тыйым салынған аймақтың шамасы (**ΔE**) жартылай өткізгіштер үшін 2-3эВ, ал диэлектриктер үшін 2-3эВ-тан үлкен мәнге ие болады. (Металдар жарым-жартылай толған немесе валенттік аймақ пен өткізгіштік аймақ бірімен бірі тұтасып жататын біртұтас толған валенттік аймаққа ие, сондықтан да абсолют нөл температурада металдардың электрлік өткізгіштігі бар.)

Тыйым салынған аймақ энергиясының болуын жартылай өткізгіштердегі химиялық байланыстың ерекшеліктерімен түсіндіруге болады.

Кристалдағы байланыстардың үзілмеген кезінде (химиялық қоспалар және құрылымдық ақаулар жоқ) әрбір атомның барлық валенттік электрондары (екі S-электрон және екі P-электрон) коваленттік байланыстың түзелуіне қатысады.

Осындай күйде (абсолютті нөл температура және сыртқы ионизациялық әсерлердің болмауы) кристалл изолятор болып табылады.

Электрондардың қозғалысын тудыру үшін байланыстың үзілуі қажет.

Байланыстың үзілуі температура жоғарылаған кезде және ионизациялық сәулелену әсерінен болады. Әрбір байланыстың үзілуі кезінде бір электрон еркін электронға айналады және оның бұрынғы энергетикалық деңгейінде бос орын қалады.

Электронның байланысқан күйден еркін күйге өту кезіндегі энергиясының ең аз өсімшесі (байланысты үзу жұмысы) тыйым салынған аймақтың ені ΔЕ болып табылады.

Абсолют нөл температура кезінде жартылай өткізгіш өткізгіштік аймақта еркін электрондарға ие болмайды және изолятор болып табылады.

Температураның жоғарылауымен электрондар жылу энергиясын алады, осы энергия электрондардың бір бөлігі үшін тыйым салынған аймақтан өтіп, өткізгіштік аймаққа көшуі үшін жеткілікті болып табылады.

Нәтижесінде жартылай өткізгіш идеал изолятор қасиетін жоғалтады, өйткені электр өрісі өткізгіштік аймақта орналасқан электрондардың күйін өзгертеді.

Сонымен қатар, валенттік аймақта бос деңгейлердің пайда болуынан, осы аймақтың электрондары сыртқы өріс әсерінен өзінің жылдамдығын өзгертуі мүмкін.

Валенттік аймақтағы босаған энергетикалық орынды ″кемтік″ деп атайды.

Орнынан теріс зарядты электрон кеткендіктен кемтік оң зарядты бөлшек болып есептелінеді

Еркін электрондардың қозғалуынан пайда болған электрөткізгіштікті *электрондық* деп, ал кемтіктердің қозғалысынан пайда болған электрөткізгіштікті *кемтіктік* деп атайды.

Мүлдем таза, біртекті, ешқандай қоспасы жоқ жартылай өткізгіш *меншіктік* жартылай өткізгіш деп аталады.

Мұндай жартылай өткізгіште температура абсолют нөлден жоғарылағанда электрондар мен кемтіктер қосарланып туып отырады, яғни босаған электрондар мен кемтіктердің сандары тепе-тең.

Меншіктік жартылай өткізгіште жылудың әсерінен болған электрондар мен кемтіктердің қозғалуынан туған осындай өткізгіштік *меншіктік өткізгіштік* деп аталады.

Өткізгіш электрондардың металда Т=0К кезінде ие бола алатын максималь энергиясы Ферми энергиясы (E_F) деп аталады.

Электрондар орналасқан ең жоғары энергетикалық деңгей Ферми деңгейі деп аталады.

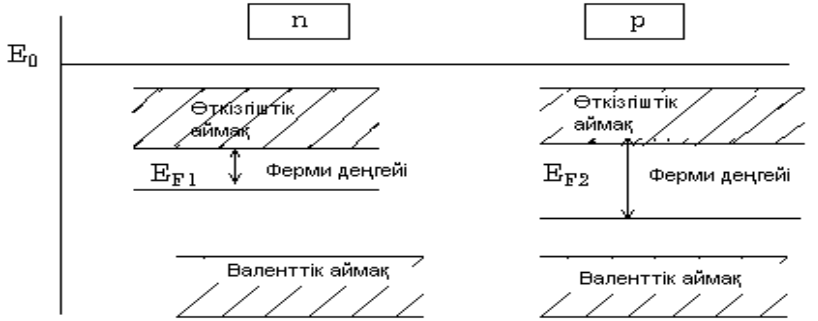
Жартылай өткізгіштер үшін Ферми энергиясының физикалық мағынасы жеткілікті дәрежеде түсінікті емес.

Электронның жартылай өткізгіште валенттік аймақтың жоғарғы деңгейінен өткізгіштік аймақтың төменгі деңгейіне өту үшін тыйым салу аймағының еніне тең активтендіру энергиясы жұмсалады.

Электрон өткізгіштік аймаққа өткен кезде валенттік аймақта міндетті түрде кемтік пайда болады. Олай болса, ток тасымалдаушылар жұбының құралуына жұмсалған энергия теңдей екі бөлікке бөлінуі тиіс.

Меншіктік жартылай өткізгіштіктегі Ферми энергиясы электрондар мен кемтіктердің қозуы жүзеге асатын энергияны құрайды. Ферми деңгейі тыйым салынған аймақтың ортасында орналасқан.

Қоспалы жартылай өткізгіштердегі Ферми деңгейінің орналасуы өзгереді. n-тектес жартылай өткізгіштерде Ферми деңгейі өткізгіштік аймағына жақын орналасқан, ал p-тектес жартылай өткізгіштерде валенттік аймаққа жақын орналасқанын көреміз.



14.2-сурет. *Жартылай өткізгіштердің энергетикалық сұлбаларындағы Ферми деңгейі.*

Егер p- және n-типті өткізгіштер арасында контакті жоқ болса, олардың энергетикалық сұлбасында Ферми деңгейлері (14.2-сурет) әртүрлі биіктікте орналасқан.

Контакт туындаған кезде ток тасымалдаушылардың алмасуы жүзеге асады, нәтижесінде Ферми деңгейлері теңгеріледі. Түйісетін аумақта негізгі ток тасымалдаушылармен: электрондық жартылай өткізгіш жағынан электрондармен, кемтіктік жартылай өткізгіш жағынан кемтіктермен біріккен тыйым салынған қабат $l_p + l_n$ қалыптасады.

Осы қоспа қабаттың иондары n-аумақта оң және p-аумақта теріс көлемді заряд тудырады. p- және n-аумақтарының арасында негізгі ток тасымалдаушылардың қозғалысына кедергі жасайтын контактілі потенциалдар айырымы U_k пайда болады (14.3-сурет).

Егер жарықталыну болмаған кезде p-, n- өткелінің екі аймағының сыртқы шеттерін қысқартатын болсақ, онда тізбекте ток болмайды.

Бұл дегеніміз, тепе-теңдік күйде контактілі өткел арқылы негізгі және негізгі емес ток тасымалдаушылардың қозғалысынан туындаған қосынды ток нөлге тең болады.

Контактіге тура полярлы +U сыртқы кернеуді (p-жартылай өткізгіш жағынан оң, n-жартылай өткізгіш жағынан теріс) қосу, жапқыш қабатының потенциалдық барьерінің азаюына алып келеді. p- n-өткелі арқылы өтетін негізгі ток тасымалдаушылар саны өседі, ал негізгі емес ток тасымалдаушылар ағыны өзгермейді.

Контакт арқылы ток түзу бағытта жүреді.

Кері полярлы сыртқы өріс жапқыш қабаттың ішкі өрісімен қосылады.

Осы кезде негізгі тасымалдаушылардың диффузия тогы үшін үлкен кедергі туындайды. Контакт арқылы кері кернеу тогы жүреді.

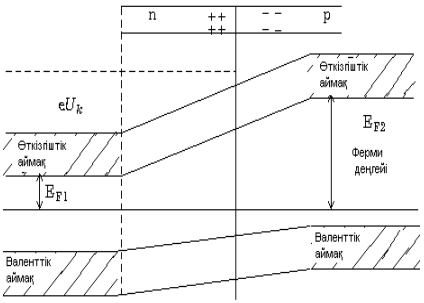
Кері кернеудің белгілі-бір шамасында контакт арқылы негізгі тасымалдаушылардың өтуі тоқтайды.

Негізгі емес тасымалдаушылар арқылы ғана орнатылатын кері ток өзінің қанығу шегіне жетеді. 14.4-суретте (1-қисық) жарықтандырылмаған өткелдің волтьамперлік сипаттамасы көрсетілген.

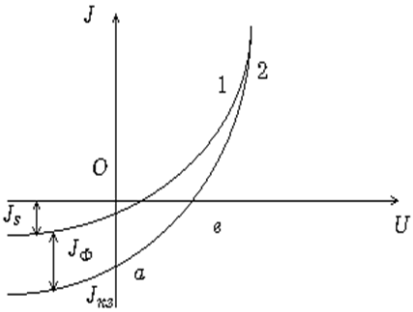
Меншіктік жартылай өткізгіштерде Ферми деңгейі тыйым салынған аймақтың ортасында орналасады.

Жартылай өткізгіштердің қатарына Менделеев кестесінің IV тобының химиялық таза элементтері жатады. Осы элементтердің

кристалдық торында (мысалы, германий) әрбір атом көрші атомдармен төрт жұп-электронды (ковалентті) байланысты құрайды.



14.3-сурет.
p- және n-аумақтар арасындағы контактілі потенциалдар айрымы.



14.4-сурет.
Жарықтандырылмаған өткелдің вольтамперлік сипаттамасы.

Жартылай өткізгіштерге аз мөлшердегі қоспа (≈10^{-4}%) енгізу жартылай өткізгіштің электрөткізгіштігінің едәуір өсуіне алып келеді.

Жартылай өткізгіштегі қоспалардың бар болуына негізделген өткізгіштік *қоспалық* өткізгіштік деп аталады.

Жартылай өткізгіштердің қоспалық өткізгіштігінің механизмін қарастырайық.

Германий кристалына үш валентті электроны бар индийдің атомдарын кіргізсек, германийдің атомымен мықты коваленттік байланысқа түсуі үшін бір электроны жетіспейді.

Бұл жетіспейтін электронды индийдің атомы басқа көрші германийдің атомынан алады, яғни көрші толған байланыстардың біреуінің электроны толмаған байланысқа өтуі мүмкін.

Бұл өту германийдің идеал торындағы атомынан электронды бөліп алуға кететін ΔE энергияға қарағанда аз энергияны (ΔE_a) талап етеді.

Аймақтың теория бойынша германий торына үш валентті қоспаны енгізу валенттік аймақтың төбесінің маңында бос деңгейлердің E_a пайда болуына алып келеді (14.1б-сурет).

Валенттік электрондарды қармауға қабілетті деңгейлер ***акцепторлық*** деп аталады. Валенттік электрондардың бір бөлігі валенттік аймақты тастап, осы деңгейлерге орналасады.

Нәтижесінде валенттік аймақта олардың орнында кемтіктер қалады және олар осы текті жартылай өткізгіштердегі ***негізгі*** ток тасымалдаушылар болып табылады. Осындай жартылай өткізгіштер р-текті жартылай өткізгіштер деп аталады.

Акцепторлық жартылай өткізгіштерде Ферми деңгейі қоспалық деңгейлер маңында орналасады.

Егер германий кристалына қоспаның бес валентті атомын (мысалы, мышьяк) енгізсек, онда мышьяктың бесінші электроны атоммен әлсіз байланысқан болады.

Оны атомнан жұлып алып және еркін ток тасымалдаушысына айналдыру үшін, электронды валенттік байланыстан босатуға кететін ΔE энергияға қарағанда айтарлықтай аз энергия $\Delta E_д$ қажет.

Аймақтың теорияға сәйкес (14.1в-сурет) IV топтың таза жартылай өткізгішіне бес валентті қоспаны қосу, тыйым салынған аймақта өткізгіштік аймағы түбінің маңында қосымша энергиялар деңгейлерінің $E_д$ пайда болуына алып келеді және осы деңгейлерден электрондар өткізгіштік аймаққа өте алады.

Электрондарды өткізгіштік аймаққа беруге қабілетті деңгейлер *донорлық* деп аталады, ал осындай текті қоспасы бар жартылай өткізгіш **n**-текті жартылай өткізгіш деп аталады (электрондық электрөткізгіштік).

Донорлық жартылай өткізгіштерде Ферми деңгейі қоспалық деңгейлердің маңында орналасады.

2. Жартылай өткізгіш өткізгіштігінің температурадан тәуелдігі

Қыздырған кезде жартылай өткізгіш өткізгіштігі күрт өседі. Меншіктік жартылай өткізгіштің өткізгіштігінің σ температуралық тәуелдігі концентрацияның n және электрондардың μ_- және кемтіктердің μ_+ қозғалғыштығының температураға байланысты өзгеруінен анықталады:

$$\sigma = e (n_-\mu_- + n_+\mu_+) \qquad (14.1)$$

Жартылай өткізгіштердегі заряд тасымалдаушылардың қозғалғыштығын температураға тәуелдігі салыстырмалы түрде әлсіз және оның өсуімен $\mu \sim T^{-3/2}$ заңы бойынша кемиді.

Бұл температураның жоғарылауымен бірлік уақыттағы соқтығысу санының артатындығымен және соның нәтижесінде бірлік кернеулік өрісінде заряд тасымалдаушылардың бағытталған қозғалысының жылдамдығы азаятындығымен түсіндіріледі.

Донорлық жартылай өткізгішті қарастырайық. Өткізгіштік электрондар концентрациясының аз болуына байланысты жартылай өткізгіштер Максвелл-Больцманның классикалық статистикасына бағынады.

Сондықтан, төменгі температура аумағында бір ғана қоспа түрі бар өткізгіштік аймағында электрондар концентрациясы үшін мына теңдікті аламыз:

$$n = A\,T^{3/2}\,e^{-\Delta W / kT}, \qquad (14.2)$$

мұндағы A – температурадан тәуелді емес коэффициент; ΔW – қоспаларды активизациялау энергиясы, яғни донорлық деңгей мен өткізгіштік аймағының төменгі шегінің арасындағы (14.1в-сурет) энергетикалық интервал, k – Больцман тұрақтысы.

(2) формуладағы μ қозғалғыштық және $T^{3/2}$ көбейткіші экспоненциялды мүшемен салыстырғанда баяу және қарама-қарсы бетке өзгеретіндіктен, қарастырылған төменгі температура аумағында қоспалық жартылай өткізгіштің меншікті өткізгіштігі экспоненциалды заң бойынша өзгереді:

$$\sigma = B\,e^{-\Delta W / kT}, \qquad (14.3)$$

мұндағы B – берілген температура аумағында тұрақты шама.

(3)-теңдеуді логарифмдеп, мынаны аламыз:

$$\ln\sigma = \ln B - (\Delta W/k)(1/T). \qquad (14.4)$$

Абсцисса осі бойына 1/T, ал ордината осі бойына $\ln\sigma$ мәнін жаза отырып, салыстырмалы төмен температура аумақтарында (14.5-суретте 1- аумақ), бұрыштық коэффициенті $\Delta W/k = \mathrm{tg}\,\alpha$ қоспаның активациялау энергиясымен ΔW анықталатын түзуді аламыз.

Жоғары температура кезінде барлық ток тасымалдаушылар донорлық деңгейлерден өткізгіштік аймаққа өтеді және еркін электрондар концентрациясы тұрақты болып қалады.

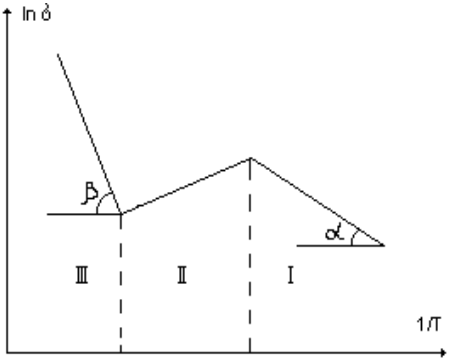
II-аумақ (14.5-сурет) "қоспаның әлсіреу" аумағы деп аталады. Берілген температура интервалында ток тасымалдаушылардың қозғалғыштығының азаюынан өткізгіштік біраз төмендейді.

Меншіктік өткізгіштік аумағында, электрондардың валенттілік аймақтан өткізгіштік аймаққа өтуі басталған кезде

$$n_+ = n_- = A\,T^{3/2}\,e^{-\Delta E/2kT}; \qquad (14.5)$$

және жарты логарифмдік координаталарда график тұрғызу кезінде түзу сызық шығады (14.5-суреттегі III-аумақ), оның қисаю бұрышының тангенсі тыйым салынған аймақтың енімен анықталады.

$$\Delta E/2k = \mathrm{tg}\,\beta \qquad (14.6)$$



14.5-сурет. *Бір түрлі қоспасы бар жартылай өткізгіштің меншікті өткізгіштігінің температуралық тәуелділігі.*

3. Жартылай өткізгіштердің фотоөткізгіштігі. Фотокедергі

Жарық әсерінен электрөткізгіштігін арттыру қабілеті жартылай өткізгіштердің басты ерекшелігі болып табылады. Бұл құбылыс *ішкі фотоэффект немесе фотоөткізгіштік* деген атауға ие.

Жарық түсірген кезде өткізгіштігін өзгертетін жартылай өткізгіш фотокедергі деп аталады. Жарықтың жұтылуына негізделген жартылай өткізгіштің кедергісінің кемуі, еркін заряд тасымалдаушылар санының артуымен түсіндіріледі.

Ішкі фотоэффект жарық әсерінен электрондардың энергетикалық деңгейлер бойынша қайта үлестірілумен түсіндіріледі.

Егер квант энергиясы hν тыйым салынған аймақтың енінен ΔЕ асып түссе, квантты жұтып алған электрон валенттік аймақтан өткізгіштік аймаққа өтеді.

Нәтижесінде қосымша заряд тасымалдаушылар жұбы – электрон және кемтік пайда болады, бұл заттың электрөткізгіштігінің жоғарылауына алып келеді.

Егер затта қоспалар бар болса, онда квант энергиясы $h\nu \geq \Delta E$ жарықтың әсерінен (мұндағы ΔЕ– қоспаны активациялау энергиясы) электрондар валенттік аймақтан қоспа деңгейіне немесе қоспалық деңгейден өткізгіштік аймағына өтуі мүмкін. Бірінші жағдайда кемтіктік, екінші жағдайда электрондық өткізгіштік пайда болады.

Жарықтандыру нәтижесінде пайда болған ток тасымалдаушылар *тепе-теңсіз* немесе *артық* деп аталады.

Берілген кернеу кезіндегі фотокедергінің $I_ф$ *фототогы* деп жартылай өткізгіштікті жарықтандыру кезіндегі ток $I_ж$ және қараңғы $I_к$ тогының айырымын айтады.

$$I_ф = I_ж - I_к \qquad (14.7)$$

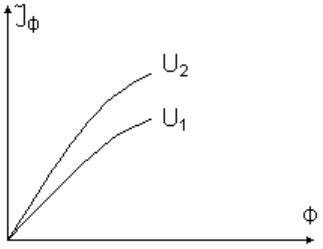
Ішкі фотоэффектте жарық энергиясын электр энергиясына тікелей түрлендіретін фотокедергінің жұмысына негізделген.

Жарық ағындарының Ф шамасы аз болған жағдайда, жарық кванттары артық тасымалдаушыларды қалыптастыруға кететін кезде, құралатын тасымалдаушылар саны, олай болса, фототок шамасы да түсетін жарықтың ағынына ($I_ф \sim Ф$) пропорционал болады.

Қуатты жарық ағындары кезінде қанығу орнап, фототоктың жарықтық ағыннан сызықты тәуелділігі бұзылады

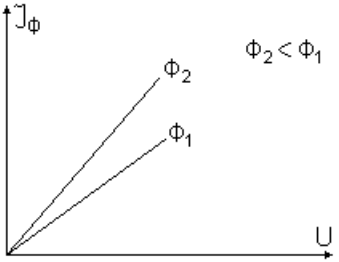
$$(I_ф \sim Ф^{1/2}).$$

Фотокедергінің ***жарықтық сипаттамасы*** деп берілген кернеу мәнінде фототоктың жарық ағынынан тәуелділігі айтылады. Бұл тәуелділік 14.6-суретте көрсетілген.



14.6-сурет. *Фотокедергінің жарықтық сипаттамалары.*

Фотокедергінің *вольтамперлік сипаттамасы* сызықтық сипатқа ие (14.7-сурет) және фототоктың түсірілген кернеуден тәуелділігін білдіреді.



14.7-сурет. *Фотокедергінің вольтамперлік сипаттамасы.*

Меншікті сезімталдық фотокедергінің маңызды сипаттамасы болып табылады, яғни фототоктың $I_ф$ жарық ағынына Ф және түсірілген кернеу мөлшеріне U қатынасы:

$$\gamma_{уд} = I_ф / (ФU) \qquad (14.8)$$

Фотометриядан белгілі

$$Ф = ES, \qquad (14.9)$$

мұндағы E – беттің жарықталынуы; S – фотокедергінің жарық сезу қабатының ауданы.

Егер жарық көзі нүктелік болса және жарық сәулелері бетке перпендикуляр түссе, онда жарықталыну жарық күшімен I және жарық көзіне дейінгі r қашықтықпен келесі тәуелділікте болады:

$$E = I / r^2 \qquad (14.10)$$

(14.8-14.10) формулалардан сезімталдық үшін келесі өрнекті аламыз:

$$\gamma_{уд} = I_{ф}(r^2) / (I S U) \qquad (14.11)$$

Құрастырылым қарапайымдылығы, жоғарғы сенімдік, өлшем және салмақ аздығы, жоғарғы сезімталдық, спектралды сезімталдықтың кең диапазоны фотокедергілерді автоматикада, фотометрияда, оптикалық спектроскопияда, сондай-ақ инфрақызыл диапазонда әлсіз ағындарды тіркеу үшін кең қолданысқа ие болды.

Тезқұбылмалы процестермен байланысты жағдайларда қолдану мүмкіндігін шектейтін айтарлықтай инерциялығы фотокедергілердің басты кемшілігі болып табылады.

Фотокедергілердің тағы бір басты кемшілігі – кедергінің қоршаған орта температурасынан тәуелділігі, осы кемшілік оларды ауыспалы температура жағдайында қолдануды қиындатады.

4. Жұмыстың орындалу реті

Жартылай өткізгішті, жиілігі ν жарықпен жарықтандырғанда $h\nu_0=\Delta E$ шартымен анықталатын ν_0 қызыл шекарадан асатын, мұндағы ΔE – жартылай өткізгіштің тыйым салынған аумағының ені жартылай өткізгіштердің электр өткізгіштігін арттыратын артық тепе-теңсіз ток тасымалдаушылардың пайда болуына алып келетін ішкі фотоэффект байқалады.

Жартылай өткізгіштің қараңғы электрөткізгіштігі σ_0 электрондар n_o мен кемтіктердің p_o тең концентрациямен анықталады.

$$\sigma_0 = e(n_o\mu_n + p_o\mu_p), \qquad (14.12)$$

мұндағы μ_n және μ_p – электрондар мен кемтіктердің қозғалғыштығы.

Жартылай өткізгішті жарықтандыру кезінде тепе-теңсіз артық ток тасымалдаушылардың Δn және Δp генерациясы жүзеге асады, тасымалдаушылардың концентрациясы $n=n_o+\Delta n$ және $p=p_o+\Delta p$, ал электрөткізгіштігі келесі шамаға тең болады:

$$\sigma_0 = e[(n_o+ \Delta n)\mu_n + (p_o + \Delta p)\mu_p),. \qquad (14.13)$$

Жарықтандыруы бар (σ) және жоқ (σ_0) кезіндегі өткізгіштік айырымына тең артық (тепе-теңдіксіз) өткізгіштік, химиялық таза (меншіктік) жартылай өкізгіштердегі меншіктік фотоөткізгіштікті анықтайды.

$$\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0 = e\,(\Delta\, n\, \mu_n - \Delta\, p\, \mu_p)\,. \qquad (14.14)$$

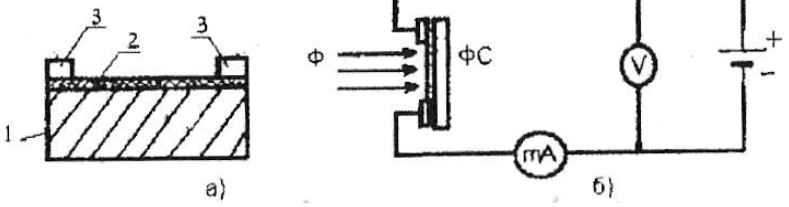
Затта қоспалар болған кезде, жарықтың әсерінен электрондар валенттік аймақтан қоспалық деңгейлерге немесе қоспалық деңгейлерден өткізгіштік аймаққа (заряд тасымалдаушылардың қоспалық генерациясы) өтуі мүмкін.

Осындай жартылай өткізгіштерде қоспалық фотоөткізгіштік байқалады.

Жарық әсерінен өткізгіштігі өзгеретін жартылай өткізгішті аспап фотокедергі немесе фоторезистор деп аталады.

Фотокедергі (ФК) – бұл оқшауландыратын қабат 1 үстінде қойылған және электродтар 3 арасында орналастырылған жартылай өткізгіштің жұқа қабатынан 2 тұратын кедергі (14.8а-сурет).

ФК-нің кіріс бөлігі әдетте мөлдір лак қабатымен қапталып, шаршы, тіктөртбұрыш немесе шеңбер түрінде жасалынады.



14.8-сурет. *Фотокедергі және оның қосылу сұлбасы.*

Егер фотокедергі кернеу көзімен тізбектей қосылған (14.8б-сурет) және жарықтандырылмаған болсы, онда оның тізбегінде қараңғы ток өтеді.

$$I_к = B\,\sigma_0 U, \qquad (14.15)$$

мұндағы B – фотосезімтал қабаттың геометриялық өлшемдерімен анықталатын коэффициент; U – фотокедергіге қосылатын кернеу.

ФК (фотокедергі) жарықтандыру кезінде фотосезімтал қабаттың өткізгіштігі (14.13)-өрнекке артады және аспап арқылы қараңғы $I_к$ және жарықтандыру $I_ф$ токтарының қосындысына тең жарық тогы ағады.

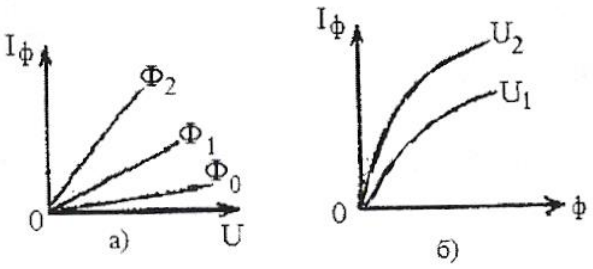
Соңғысы келесі өрнекпен анықталады:

$$I_ф = I_ж - I_к = I_ж - B\sigma_0 U. \qquad (14.16)$$

Вольтамперлік, жарықтық және спектральды сипаттамалар фотокедергінің маңызды сипаттамалары болып табылады.

Вольтамперлік сипаттама $I_ф$ фототогының тұрақты Ф жарық ағыны немесе жарықталыну E=Ф/S кезіндегі ФК-қа түсірілген U кернеуден тәуелділігімен сипатталады.

Бұл тәуелділік (14.16)-өрнекке сәйкес сызықтық сипатқа ие, яғни Ом заңына бағынады (14.9а-сурет).



14.9-сурет. *Вольтамперлік сипаттама*.

Жарықтың сипаттама $I_ф$ фототоктың фотокедергінің өзгермейтін кернеуінде Ф жарық ағынына (немесе E) тәуелділігін білдіреді.

Ф-тің аз мәнінде фототок $I_ф$ ~√Ф (14.9б-сурет). Фотокедергінің жарықтың сипаттамасын білу оны фотометрия мақсаттары үшін қолдануға мүмкіндік береді.

Спектральды сипаттама аспап сезімталдығының жарық толқынның ұзындығынан тәуелділігін береді $K_λ=f(λ)$.

Фотокедергі сезімталдығы деп бірлік жарық ағынына келетін ток күшінің шамасын айтады, яғни

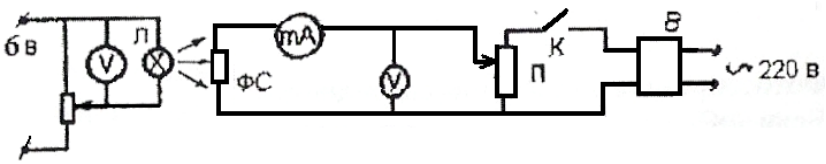
$$K=I_ф/Ф. \qquad (14.17)$$

Кедергіні өлшеу еселігі $R_т/R_с$ – фотокедергінің қараңғы кедергісінің оның жарықтандыру кезіндегі кедергісіне қатынасына тең.

5. Тәжірибелік қондырғыны сипаттау

Фотокедергіні қосудың электрлік сұлбасы 14.10-суретте көрсетілген.

Мұндағы П – В түзеткішінен кернеу түсірілетін потенциометр. ФК-ны жарықтандыру тұрақты ток көзінен қоректендірілетін (6В) Л – қыздыру шамымен жүзеге асырылады.



14.10-сурет. *Тәжірибелік қондырғы.*

6. Жұмысты орындау реті және өлшеу нәтижелерін өңдеу

1. П потенциометр қозғалтқышын нөлдік күйге қойыңыз.
2. Қондырғыны ток көзіне қосыңыз.
3. E=const кезіндегі $I_ф=f(U)$ вольтамперлік сипаттаманы түсіріңіз.

Жарық көзінен ФК-ге дейінгі әрбір тұрақты қашықтық кезінде (Е тұрақты кезінде), U-ды өзгерте отырып, миллиамперметр (мА) көрсеткіші бойынша жарықтанылған фотокедергінің $I_ф$ мәндерін өлшеңіз.

Нәтижелерді 14.1-кестеге енгізіңіз. $I_к$ тогы аз болғандықтан $I_ж = I_ф$ деп қабылдауға болады.

14.1- кесте.

	U,B							
l1	**I1,мА**							$Ф_1 = E_1S$
l2	**I2**							$Ф_2 = E_2S$
l3	**I3**							$Ф_3 = E_3S$
l4	**I4**							$Ф_4 = E_4S$

Есептеу мысалы

	U,B	**0B**	**2B**	**4B**	**6B**	**7,23B**		
l1=4см	**I1,мА**	0	2,27	4,2	6,95	8,4		$Ф_1 = E_1S$
l2=5см	**I2**	0	2,05	3,9	6,3	7,5		$Ф_2 = E_2S$
l3=6см	**I3**	0	1,83	3,78	5,2	6,85		$Ф_3 = E_3S$
l4=7см	**I4**	0	1,65	3,42	4,83	6,35		$Ф_4 = E_4S$

Жарықталыну $E=J/l^2$ формуласы бойынша есептелінеді, мұндағы J=15кд – жарық күші, *1* жарық көзінен фотокедергіге дейінгі қашықтық (метрмен алынған). Вольтамперлік сипаттама графигін тұрғызыңыз.

4. U=const кезіндегі $I_ф=f(E)$ жарықтың сипаттамаларын тұрғызу үшін жоғарыда өлшенген мәндерден (14.1-кесте) 14.2-кестені толтырыңыз.

14.2-кесте.

		Ф1	**Ф2**	**Ф3**	**Ф4**
U1	**I**				
U2	**I**				
U3	**I**				
U4	**I**				

5. Вольтамперлік сипаттамадан (14.6)-формула бойынша жарық ағынының Ф және U кернеудің әртүрлі мәндері үшін сезімталдықты К анықтаңыз.

Жарық ағыны Ф=ES формуласы бойынша есептелінеді, мұндағы S=50мм^2.

6. Алынған нәтижелерді талдаңыз және қорытынды жасаңыз.

Бақылау сұрақтары:

1. Металдағы, жартылай өткізгіштегі және диэлектриктегі энергетикалық аймақтар.
2. Меншіктік және қоспалық жартылай өткізгіштер.
3. Ішкі фотоэффект.
4. Фотоөткізгіштік құбылысын түсіндіріңіз. Меншіктік және қоспалық фотоөткізгіштік.
5. Фотокедергі, фотокедергінің негізгі сипаттамалары, фотокедергіні қолдану.
6. Вентильдік фотоэффект.

№ 15 зертханалық жұмыс

ФИЗИКАЛЫҚ ЭКСПЕРИМЕНТ НӘТИЖЕЛЕРІН МАТЕМАТИКАЛЫҚ ӨҢДЕУ ТӘСІЛДЕРІ

15.1. Теориялық кіріспе

Физикалық тәжірибе жүргізу әрқашанда физикалық шамаларды өлшеумен байланысты.

Физикалық шамалар физикалық нысанның (құбылыстардың) белгілі бір ерекшеліктерін сипаттайды және олардың қасиеттерін, күйін немесе онда болып жатқан процестерді көрсетеді, сонымен қатар, сапалық және сандық мазмұнға ие.

Физикалық шаманың сандық мәнін арнайы техникалық құралдар көмегімен табу ***өлшеу*** деп аталады.

Өлшеу нәтижелерін анықтау математикалық амалдар жүргізу мен бақылаудан тұрады.

Егер зерттелетін физикалық шама бірден өлшенсе *тікелей өлшеу*, ал егер ізделініп отырған шаманың мәні белгілі бір тәуелділік негізінде табылса *жанама өлшеу* болып бөлінеді.

Тәжірибе көрсеткендей өлшеу нәтижесінде біз әрқашан физикалық шаманың сан мәнін қандай да бір қателікпен анықтаймыз.

Өлшеу қателіктері сипатына қарай үш түрге бөлінеді.

Жүйелік қателік өлшеу әдісінің немесе өлшеуіш аспаптың дәлдігінің жеткіліксіздігінен туындайды.

Сондықтан бір ғана әдіспен және бір ғана өлшеуіш аспап көмегімен жүргізілетін барлық өлшеулер кезінде жүйелік қателіктің мәні бірдей болады.

Мұндай қателіктерді аспаптарды тексеру және өлшеу әдіснамасын жаңарту көмегімен айқындауға болады.

Тәжірибе шарттарының әртүрлі аздаған өзгерістерінен туындаған қателіктерді ***кездейсоқ қателік*** деп атайды.

Іс жүзінде оларды алдын ала ескеруге де, жоюға да болмайды, сондықтан кездейсоқ қателіктің шамасы бір ғана өлшеуіш аспаппен және бір ғана әдіспен жүргізілген өлшеу кездерінде өзгеріп отырады.

Өзгерудің берілген жағдайында күткен нәтижеден біршама ауытқыған көзге түсетін үлкен қателіктер болады. Олар ескерілмеген сыртқы ықпалдар әсерінен пайда болады. Нәтижелерді өңдеу кезінде бұндай қателіктерді алып тастау немесе қайта өлшеу жүргізу қажет.

15.2. Тікелей өлшеу нәтижелерін өңдеу

Егер физикалық шаманың шын мәнін $x_{шын}$ n рет өлшесе өлшеу нәтижелерінің арифметикалық ортасы соғұрлым *ықтималды* болып табылады

$$\langle x\rangle = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} x_i , \qquad (15.1)$$

Мұндағы x_i – i – ші өлшеудің нәтежиесі.

Өлшеудің жоғарғы санында $(n \to \infty)$ $\langle x\rangle$ шамасы шын мәніне $x_{шын}$ ұмтылады. Әрбір x_i шамасы $\langle x\rangle$ орта шамасынан кездейсоқ ауытқуға ие. Әрбір өлшеу қателігі мына айырымды қабылдайды

$$\Delta x_i = x_i - \langle x\rangle . \qquad (15.2)$$

Δx_i қателігі оң және теріс мән қабылдауы мумкін.

Өлшеу қателігінің орташа арифметикалық модулі бірінші жуықтауда $<\Delta x>$ өлшеу нәтежесінің ***абсолютті қателігін*** береді

$$\langle \Delta x\rangle = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\left|x_i - \langle x\rangle\right| = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\left|\Delta x_i\right| . \qquad (15.3)$$

Өлшенетін шаманың шын мәні $x_{шын}$ ***сенім аралығы*** деп аталатын интервал мәнінің ішінде орналасады.

$$\langle x\rangle - \langle \Delta x\rangle < x_{шын} < \langle x\rangle + \langle \Delta x\rangle . \qquad (15.4)$$

Δx қателігі кездейсоқ болған кезде қандай да бір ықтималдылықпен P орындалады. Мәселен, өлшеу нәтижесі шаманың шын мәнінен аз ғана Δx шамасына ерекшеленетінін көрсететін α ықтималдылық болсын делік.

Мұны мына түрде жазу қабылданған:

$$P(\langle x\rangle - \langle \Delta x\rangle < x_{\text{шын}} < \langle x\rangle + \langle \Delta x\rangle) = \alpha . \qquad (15.5)$$

α ықтималдығы – сенімді ықтималдылық немесе сенімділік коэффициенті деп аталады.

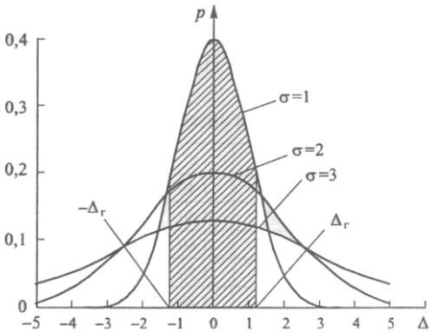
Гаусстың кездейсоқ қателіктер теориясы көмегімен $<\Delta x>$ шамасын анықтауға болады, сонымен қатар (15.4) интервалға кіретін өлшеу нәтижелерінің мөлшерін көрсетеді.

Егер Δx қателіктер кездейсоқ әрі үлкен болмаса және нормаль заң бойынша таралатын, яғни Гаусс функциясымен өрнектелетін болса

$$f(\Delta x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\Delta x)^2}{2\sigma^2}}, \qquad (15.6)$$

онда $<\Delta x>$ абсолют қателік пен α сенімдік ықтималдығы арасында мықты байланыс болады.

(15.6) өрнектегі σ шамасы орташа квадраттық қателік деп аталады.



15.1-сурет. *Қалыпты таралу заңының графигі*

σ шамасы неғұрлым аз болса өлшеу дәлдігі соғұрлым нақты болады.

Мұны σ әртүрлі мәндері үшін (15.6) функцияның графигінен көруге болады (15.1-сурет).

Графикте, (15.1-суретте) σ орташа квадраттық қателігінің нақты мәні үшін *p* ықтималдылығы саны жағынан Δ қателігі осінде $-\Delta_r$ интервалында және ордината бөлігінде $p(-\Delta_r), p(\Delta_r)$ интервалында $p(\Delta)$ функциясымен шектелген *S* штрихталған фигураның ауданына тең.

$(-\Delta_г, \Delta_г)$ қателік интервалы қаншалықты көп болған сайын S ауданы да соншалықты үлкен болады, яғни осы интервалға келетін өлшеудің Δ кездейсоқ қателіктерінің ықтималдығы жоғары.

Δ кездейсоқ қателік интервалы үшін ықтималдылық $P(-\infty \le \Delta \le \infty) = 1$.

Өлшеудің n шекті мәнінде орташа квадраттық қателік келесі өрнекпен анықталады:

$$\sigma(\langle x\rangle) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n}(\langle x\rangle - x_i)^2}{n(n-1)}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n}(\Delta x_i)^2}{n(n-1)}}. \qquad (15.7)$$

Есептеулер көрсеткендей, өлшеу санының жоғарғы мәндерінде $n \to \infty$ өлшеудің нәтижесі шын мәнінен аз мәнге ерекшеленеді, егер $<\Delta x>=\sigma$ болса, ықтималдылық 0,68-ге тең, яғни

$$P(\langle x\rangle - \sigma < x_{шын} < \langle x\rangle + \sigma) = 0{,}68,$$

сәйкесінше, $$P(\langle x\rangle - 2\sigma < x_{шын} < \langle x\rangle + 2\sigma\sigma = 0{,}95, \qquad (15.8)$$

$$P(\langle x\rangle - 3\sigma < x_{шын} < \langle x\rangle + 3\sigma\sigma = 0{,}997.$$

Өлшеу санының төменгі мәндерінде сенімділік азаяды және дәл сондай сенім ықтималдылығы үшін сенім аралығын $t(\alpha(n)$ рет арттыру қажет.

$$<\Delta x>= t(\alpha(n)\cdot\sigma(\langle x\rangle). \qquad (15.9)$$

$t(\alpha(n)$ коэффициенті ықтималдылық теориясының заңдары бойынша есептелінген *Стьюдент коэффициенті* деп аталады.

Әртүрлі α сенім ықтималдылығы және *n* өлшеу саны үшін $t(\alpha(n)$ мәндері келесі кестеде келтірілген:

15.1-кесте.

n	α							
	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95	0,96	0,99
2	1,00	1,58	2,0	3,1	6,3	12,7	31,3	63,6
3	0,82	1,06	1,3	1,9	2,9	4,3	7,0	31,6

15.1-кестенің жалғасы

4	0,77	0,98	1,3	1,6	2,4	3,2	4,6	12,9
5	0,74	0,94	1,2	1,5	2,1	2,8	3,7	8,6
6	0,73	0,92	1,2	1,5	2,0	2,6	3,4	6,9
7	0,72	0,90	1,1	1,4	1,9	2,4	3,1	6,0
8	0,71	0,90	1,1	1,4	1,9	2,4	3,0	5,4
9	0,71	0,90	1,1	1,4	1,9	2,3	2,9	5,0
10	0,70	0,88	1,1	1,4	1,8	2,3	2,8	4,3
15	0,69	0,87	1,1	1,3	1,8	2,1	2,6	4,1
20	0,69	0,86	1,1	1,3	1,7	2,1	2,5	3,9
40	0,68	0,85	1,1	1,3	1,7	2,0	2,4	3,6
60	0,68	0,85	1,0	1,3	1,7	2,0	2,4	3,6
120	0,68	0,85	1,0	1,3	1,7	2,0	2,4	3,4

Салыстырмалы қателік өлшеудің нақты нәтижесін сипаттайды

$$\varepsilon = \frac{< \Delta x >}{\langle x \rangle} \cdot 100\% \cdot \qquad (15.10)$$

Кез келген физикалық шаманы өлшеу берілген α сенім ықтималдығында Δx сенім аралығын көрсетумен және ε салыстырмалы қателікті есептеумен аяқталуы тиіс.

Соңғы нәтиже мына түрде жазылады:

$$x = (\langle x \rangle \pm < \Delta x >), \alpha, \varepsilon . \qquad (15.11)$$

15.3. Жанама өлшеу нәтижелерін өңдеу

Жанама өлшеу кезінде өлшенетін физикалық шама *y* -пен өрнектелетін тікелей өлшенетін басқа $x_1, x_2, \cdots, x_k$ физикалық шамалардың *f* функциясы болсын, яғни

$$y = f(x_1, x_2, \cdots, x_k) \qquad (15.12)$$

Жанама өлшеудің нәтижесін анықтауға үлес қосатын аргументтердің әрқайсысы белгілі бір қателікпен есептеледі.

Осы қателіктерді бағалау үшін жанама өлшеуді сызықты және бейсызықты деп бөліп қарастыру маңызды.

Сызықты жанама өлшеу кезінде (15.12) өрнек келесі түрде жазылады:

$$y = \sum_{i=1}^{m} b_i x_i, \qquad (15.13)$$

мұндағы $b_i - X_i$ аргументіндегі тұрақты коэффициенттер.

Бейсызық жанама өлшеу кезінде (15.12) өрнек (15.13) өрнекке қарағанда функционалдық тәуелділікке байланысты өзгешелеу болады.

Аргументтердің өлшеу қателігі өзінің Δx_i шегімен, немесе $P_Д$ сенім ықтималдылығымен $\Delta x(P_Д)_i$ сенім аралығында берілуі мүмкін.

Егер аргумент саны айтарлықтай аз болса (бестен төмен), онда нәтиженің қарапайым Δy қателігін бағалау шекті қателіктерді қосындылау (таңбасын ескермей) болып табылады, яғни

$$\Delta y = \sqrt{\sum_{i=1}^{m} b_i^2 \Delta x_i^2}. \qquad (15.14)$$

Практикада осы жолмен қосындылаудың бірдей уақытта өлшеу қателіктерінің барлық аргументтерінің таңбасы сәйкес келіп және максималды мәнге ие болатындықтан бұл түрде бағалау жоғары.

Әдетте осындай сәйкестік ықтималдылығы нөлге жақын. Қателік аргументтерін статистикалық қосындылау нақты бағалау жолын табуға әкеліп соғады.

Берілген аймақта аргумент қателіктері біркелкі таралады дей отырып, $\Delta y(P_Д)$ сенім аралығында жанама өлшеу қателігін былай есептейміз:

$$\Delta y(P_Д) = k\sqrt{\sum_{i=1}^{m} b_i^2 \Delta x_i^2}. \qquad (15.15)$$

Егер аргументтерді өлшеу қателігі бірдей сенім ықтималдылығымен сенім аралығында берілсе, онда бұл қателіктердің таралуын қалыпты деп есептеп, сенім аралығын келесі өрнекпен анықтаймыз:

$$\Delta y(P_Д) = \sqrt{\sum_{i=1}^{m} b_i^2 \left[\Delta x_i\left(P_Д\right)\right]^2}. \qquad (15.16)$$

Бейсызық жанама өлшеу кезінде x_i аргументінің функционалды түрлендіруі бойынша таралу заңының өзгерісімен байланысты қателіктер мен нәтижені статистикалық өңдеуде біршама қиындықтар туындайды.

Сондықтан (15.12) функцияны линеаризациялау негізінде жанама өлшеу нәтижесінің қателігін жуықтап бағалау жүргізіледі. x_i аргументі бойынша дербес туынды арқылы y функциясының толық дифференциалы үшін өрнек жазалық

$$dy = \frac{\partial y}{\partial x_1} dx_1 + \frac{\partial y}{\partial x_2} dx_2 + \cdots + \frac{\partial y}{\partial x_m} dx_m. \qquad (15.17)$$

Ізделініп отырған физикалық шамалардың мәнін тәжірибеде өлшенетін белгілі осы шамаға тәуелді және басқа да шамалармен байланысы негізінде жиі анықтауға болады.

Өлшеу қателігі ережеге сәйкес өлшенетін шама мәнінен әлдеқайда кіші болғандықтан дифференциалдық есептеулерді қолдануға болады.

Бұл үшін d дифференциал белгісін Δ қателік белгісімен алмастыру жеткілікті. Айталық, ізделініп отырған y шамасы x өлшенетін шамамен функционалды тәуелділікте болсын

$$y = f(x). \qquad (15.18)$$

dx шамасын өлшеудегі қателік ізделініп отырған dy шамасында қателік пайда болуына әкеледі

$$y + dy = f(x + dx). \qquad (15.19)$$

Теңдеудің оң жақ бөлігін Тейлор қатарына жіктейік және осы қатардың екі бөлшегімен шектелейік

$$y + dy = f(x) \pm \frac{df(x)}{dx} dx = y \pm \frac{df(x)}{dx} dx \qquad (15.20)$$

dx және dy дифференциалын $\sigma(x)$ және $\sigma(y)$ орташа квадраттық қателікпен алмастырсақ

$$\sigma(y) = \pm \frac{df(x)}{dx} \sigma(x) = \pm \frac{dy}{dx} \sigma(x) , \qquad (15.21)$$

яғни $\sigma(y)$ функциясының абсолют қателігін осы функция туындысын $\frac{dy}{dx}$ аргументінің абсолют қателігіне $\sigma(x)$ көбейткенге тең.

Функцияның салыстырмалы қателігі осы функцияның натурал логарифмінің дифференциалына тең және мына өрнекпен анықталады

$$\varepsilon = \frac{\sigma(y)}{y} = \frac{df(x)}{dx} \frac{\sigma(x)}{f(x)} = d \ln f(x) . \qquad (15.22)$$

Бұндай жағдайда, егер ізделініп отырған y шамасы тәжірибеде өлшенетін бірнеше x_i айнымалының функциясы болса,

$$y = f(x_1, x_2, \cdots, x_k) , \qquad (15.23)$$

онда абсолют қателік келесі өрнекпен анықталады

$$\sigma(y) = \sqrt{\sum_{i=1}^{k} \left[\frac{\partial f(x_1, x_2, \cdot\cdot, x_k)}{\partial x_i} \sigma(x_i) \right]^2} = \sqrt{\sum_{i=1}^{k} \left[\left(\frac{\partial y}{\partial x_i}\right) \sigma(x_i) \right]^2} , \qquad (15.24)$$

мұндағы $\frac{\partial f(x_1, x_2, \cdot\cdot, x_k)}{\partial x_i} = \frac{\partial y}{\partial x_i}$ – x_i айнымалысы бойынша (15.23) функцияның дербес туындысы, қалған барлық айнымалыларды тұрақты деп есептеген жағдайдағы.

Егер x_i шамасын *y* өрнегі үшін көбейткіш ретінде қарастырсақ (оң немесе теріс дәрежеде), онда ең алдымен салыстырмалы қателікті табу ыңғайлы

$$\varepsilon = \frac{\sigma(\langle y \rangle)}{\langle y \rangle} = \sqrt{\sum_{i-1}^{k} \left[\frac{\sigma(\langle x_i \rangle)}{\langle x_i \rangle} \right]^2} \,. \qquad (15.25)$$

ал содан кейін берілген α ықтималдықтағы сенім аралығы

$$\Delta y = t(\alpha, n) \cdot \sigma(\langle y \rangle) \,. \qquad (26)$$

Соңғы нәтиже (15.11) мына түрде жазылады:

$$x = (\langle x \rangle \pm < \Delta x >), \alpha, \varepsilon \,.$$

БИБЛИОГРАФИЯЛЫҚ ТІЗІМ

1. Савельев И. В. Курс общей физики. 2, 3 т. – М.: Наука, 2005.

2. Детлаф А. А., Яворский Б. М. Курс общей физики. – М.: Высшая школа, 2001г.

3. Трофимова Т.И. Курс физики. – Москва: Высшая школа, 2001г.

4. Кортнев А. В., Рублев Ю. В., Куценко А. Н. Практикум по физике. – М.: Высшая школа, 1963г.

5. Майсова Н. К. Практикум по курсу общей физики. – М.: Высшая школа, 1970.

6. Лабораторный практикум по физике. / Под ред. А.Ф. Ахматова. – М: Высшая школа, 1980г.

7. Руководство к лабораторным занятиям по физике. / Под ред. Гольдина Л.Л. – М.: Высшая школа, 1973г.

8. Лабораторный практикум по физике. / Под ред. Барсукова К.А. и Уханова Ю.И. – М.: Высшая школа, 1988г.

9. Новицкий П.В., Зограф И.А. Оценка погрешностей результатов измерений. – М.: Энергоатомиздат, 1995. – 197 с.

10. Тейлор Дж. Введение в теорию ошибок. Пер. с англ. – М.: Мир, 1985. – 272 с.

11. Яворский Б. М., Детлаф А. А. Справочник по физике. – М.: Наука, 1982. – 846с.

12. П. Полатбеков. Оптика. – Алматы: Мектеп, 1981.

13. Киреев П.С. Физика полупроводников. – М.: Высшая школа, 1975.

14. Симон Ж., Андре Ж.Ж. Молекулярные полупроводники. Фотоэлектрические свойства и солнечные элементы. 1988. – 344.

15. Стриха В.И. Контактные явления в полупроводниках. 1982. – 224с.

16. Ливинштейн М.Е., Симин Г.С. Знакомство с полупроводниками. 1984. – 240с.

17. Қазақша-орысша, орысша-қазақша терминологиялық сөздік. – Алматы: Рауан, 1999.

МАЗМҰНЫ

	Кіріспе ……	3
	№7 зертханалық жұмыс Сәуле шығару спектрлерін зерттеу	5
1.	Теориялық кіріспе	5
2.	Тәжірибе қондырғысы	11
2.1.	Тәжірибені орындау реті және өлшеу нәтижелерін өңдеу	16
	№8 зертханалық жұмыс Монохроматордың спектрлік сипаттамаларын зерттеу	20
1.	Теориялық кіріспе	20
2.	Эксперименттік бөлім	26
2.1.	Экспериментті орындау тәртібі және өлшеу нәтижелерін өңдеу	28
	№9 зертханалық жұмыс Сыртқы фотоэффект құбылысын зерттеу	33
1.	Теориялық кіріспе	33
2.	Тәжірибелік қондырғы	39
2.1.	Тәжірибені орындау реті және өлшеу нәтижелерін өңдеу	40
	№10 зертханалық жұмыс Дененің жылулық сәуле шығаруын зерттеу	43
1.	Теориялық кіріспе	43
2.	Тәжірибе қондырғысы	52
2.1.	Тәжірибені орындау тәртібі және өлшеу нәтижелерін өңдеу	53
	11 зертханалық жұмыс Фотоэлементтің сипаттамаларын зерттеу	55
1.	Теориялық кіріспе	55
2.	Тәжірибе қондырғысы	58
2.1.	Тәжірибені орындау реті және өлшеулер нәтижелерін өңдеу	59
	№12 зертханалық жұмыс Мыс иондарының дифракциясын зерттеу	62
1.	Теориялық кіріспе	62

1.1.	Корпускулалы-толқындық екіжақтылық (дуализм). Де Бройль толқындары	62
1.2.	Дөңгелек саңылаудағы Френель дифракциясы ..	68
1.3.	Тәжірибе әдістемесі	72
2.	Тәжірибелік қондырғы	73
2.1.	Тәжірибені орындау реті және өлшеу нәтижелерін өңдеу	74
	№ 13 зертханалық жұмыс Жартылай өткізгіштер кедергісінің температураға тәуелділігін зерттеу	76
1.	Теориялық кіріспе	76
2.	Тәжірибелік қондырғы	82
2.1.	Тәжірибенің орындалу тәртібі және өлшеу нәтижелерін өңдеу	83
	№ 14 зертханалық жұмыс Жартылай өткізгіштердің фотоөткізгіштік құбылысын зерттеу	86
1.	Теориялық кіріспе	86
2.	Жартылай өткізгіш өткізгіштігінің температурадан тәуелдігі	92
3.	Жартылай өткізгіштердің фотоөткізгіштігі. Фотокедергі	94
4.	Жұмыстың орындалу реті	97
5.	Тәжірибелік қондырғыны сипаттау	100
6.	Жұмысты орындау реті және өлшеу нәтижелерін өңдеу	100
	№ 15 зертханалық жұмыс Физикалық эксперимент нәтижелерін математикалық өңдеу тәсілдері	103
15.1	Теориялық кіріспе	103
15.2	Тікелей өлшеу нәтижелерін өңдеу	104
15.3	Жанама өлшеу нәтижелерін өңдеу	107
	Библиографиялық тізім	112
	Мазмұны	113

Оқулық басылым

Амантай Шайхыұлы Иркегулов
Гүлжан Қапасқызы Тұрлыбекова
Майра Айсағалиқызы Мұхамедғалиева

ОПТИКА ЖӘНЕ АТОМДЫҚ ФИЗИКА

Физикалық практикум

II бөлім

ОБО РБ бастығы *З. А. Ғұбайдулина*
Редакторы *Г. Қ. Опкебаева*
Компьютерде беттеген *А. С. Сайбулатова*

Басуға қол қойылды
Таралымы 300 дана. Пішімі 60х84х 1/16.
№ 1 баспаханалық қағаз.
Е.-б.т. 7,1. Ш.б.т. 7,7. Тапсырыс № 788
Бағасы келісімді.

Қ. И. Сәтбаев атындағы
Қазақ ұлттық зерттеу техникалық университеті басылымы
Қоғаммен байланыс департаменті
Алматы қ., Сәтбаев көшесі, 22