

535 .5 = 18/27
p 18 3

АЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫНЫҢ БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ

ҚАРАҒАНДЫ МЕМЛЕКЕТТІК ТЕХНИКАЛЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ

ФИЗИКА КАФЕДРАСЫ

Қ.Р. РАҚЫМ, Г.М. БИІМБЕТОВА

**ФИЗИКАНЫҢ ЛАБОРАТОРИЯЛЫҚ
ЖҰМЫСТАРЫ**

**ТОЛҚЫНДЫҚ ЖӘНЕ КВАНТТЫҚ ОПТИКА БӨЛІМІ БОЙЫНША
СТУДЕНТТЕРГЕ АРНАЛҒАН ӘДІСТЕМЕЛІК НУСҚАУЛАР**

І-БӨЛІМ

5

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫНЫҢ БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ

ҚАРАҒАНДЫ МЕМЛЕКЕТТІК ТЕХНИКАЛЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ

ФИЗИКА КАФЕДРАСЫ

Қ.Р. РАҚЫМ, Г.М. БИІМБЕТОВА

ФИЗИКАНЫҢ ЛАБОРАТОРИЯЛЫҚ ЖҰМЫСТАРЫ

ТОЛҚЫНДЫҚ ЖӘНЕ КВАНТТЫҚ ОПТИКА БӨЛІМІ БОЙЫНША
СТУДЕНТТЕРГЕ АРНАЛҒАН ӘДІСТЕМELІК НҰСҚАУЛАР

I-БӨЛІМ

Қарағанды 2003



538.5 = 122
1-18

ӘӘЖ 532.12. (076.5) = 512.122

Рақым Қ.Р., Биімбетова Г.М. Физиканың лабораториялық жұмыстары. Толқындық және кванттық оптика бөлімі бойынша студенттерге арналған әдістемелік нұсқаулар. 1-бөлім. Қарағанды: ҚарMTY, 2003. 63 б.

Физика пәнінің оқу жоспары мен бағдарламасының талаптарына сәйкес құрастырылған бұл әдістемелік нұсқауда толқындық және кванттық оптика құбылыстарының теориялары жеткілікті мазмұндалып, оларды сипаттаушы физикалық шамалардың арасындағы байланысты анықтаудың тәжірибелік зерттеу жолдары көрсетілген.

Пікір жазған: **Исабек Т.К.** – редакциялық-баспалық кеңесінің мүшесі, Қарағанды мемлекеттік техникалық университетінің т.ғ.д., профессор

Университеттің редакциялық-баспалық кеңесі бекіткен

010



Қарағанды мемлекеттік техникалық университеті, 2003

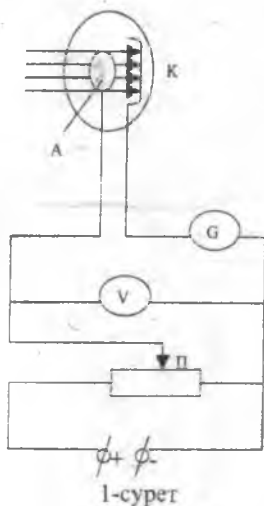
Сыртқы фотоэффект құбылысын зерделеу

Фотоэффект

Сыртқы фотоэффект деп түскен сәуленің әсерінен заттан электрондардың бөлініп шығуын айтады.

Ішкі фотоэффект кезінде жарықтың әсерінен электрондар өзінің атомдары мен молекулалары арасындағы байланысты жоғалтады, бірақ олар заттың ішінде қалады.

Сыртқы фотоэффект құбылысының заңдылықтарын зерделеу үшін вакуумды фотоэлемент пайдаланылады. Оның орталығында сақина немесе тор тәрізді анод А орналасқан, ауасы сорылып алынған шыны сфералық баллон (1-сурет). Баллонның ішкі бетінің бір бөлігі жұқа металл қабатпен жабылған. Ол катодтың міндетін атқарады.



1-суретте сыртқы фотоэффектіні зерттеуге арналған сұлба бейнеленген. Ток көзінен оң және теріс заряд алған анод пен катодтың арасында электр өрісі пайда болады. Анод пен катодтың арасы ашық болғандықтан, катодқа жарық түспеген кезде фото элемент арқылы ток жүрмейді. Катодқа жарық түскен кезде электрондар катод бетінен сыртқа бөлініп шығады да электр өрісінің

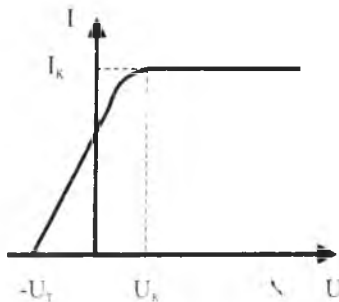
күшінің әсерімен анодка карай қозғалады. Тізбекте ток пайда болады, оны фототок деп атайды. Ток күші гальванометрмен G , анод пен катод арасындағы кернеу - вольтметрмен V өлшенеді. Потенциометрдің Π көмегімен кернеуді өзгерте отырып фототоктың кернеуге тәуелділігін - вольтамперлік сипаттамасын анықтайды.

Вольт-амперлік сипаттама

2-суретте вакуумды фотоэлементтің вольтамперлік сипаттамасы көрсетілген. $U=0$ болса катод пен анодтың арасында электр өрісі пайда болмайды, бірақ фототок нольге тең емес ($I \neq 0$), себебі жарықтың әсерімен катодтан шыққан электрондардың алғашқы жылдамдығы U , яғни олардың кинетикалық энергиясы $W = \frac{mU^2}{2}$ көп болса, электр өрісі болмаса да, электрондар анодка барып жетеді. Соның нәтижесінде тізбек, кернеу теріс ($-U$) болса да, тұйықталып, тізбектегі гальванометр G токтың шамасын көрсетеді. Әрине барлық бөлініп шыққан электрондар анодка жете алмайды, себебі ол электрондардың алғашқы жылдамдығына және бағытына тәуелді.

Егер катод пен анодтың арасындағы кернеуді ұлғайтсақ, (катодка теріс, ал анодка оң потенциал беріп) онда ток күші өседі.

Себебі $U=0$ тең болған кездегі анодка жете алмай ортада қалған электрондар электр өрісінің әсерімен анодка карай тартылады.



2 - сурет

Графикте көрсетілгендей кернеу $U=U_k$ тең болғанда фототок ең үлкен шамаға жетеді, бұл токты I_k канығу тогы деп атайды. Кернеуді одан әрі ұлғайту ток күшінің ұлғайуына әсер етпейді, себебі катодтан ұшып шыққан электрондардың бәрі анодка жететіндіктен, ток туғызатын электрондардың саны тұрақты болып қалады. Егер бірлік уақыт ішінде жарық катодтан n - электрон алып шыкса, канығу тогы мынаған тең:

$$I_k = e \cdot n, \quad (1)$$

мұнда e - электрон заряды.

Егер электродтардың полюсін өзгертсек, яғни катодка оң потенциал, ал анодка теріс потенциал берсек, онда электр өрісі электрондардың катодтан анодка қарай қозғалысын тежейді. Электр өрісінің жұмысының ($A = eU$) есебінен қозғалған электронның кинетикалық энергиясы кемиді. Егер электронның алғашқы кинетикалық энергиясы W_k электр өрісінің жұмысынан үлкен ($W_k > A$) болса, электрондар анодка жетеді де тізбекте ток жүреді. Ал $W_k < eU$ болса, электрондар анодка жете алмайды да токтын жүруі тоқталады. Фототок тоқталатын ең төменгі кернеуді тежеуші / бөгелтуші / кернеу U_T деп атайды. $U=U_T$ болғанда ең жоғарғы жылдамдықтағы ең ұшқыр электрондар да анодка жете алмайды. Бұл жағдайда

$$eU_T = \frac{(mU_{\max}^2)}{2}, \quad (2)$$

мұнда m - электрон массасы.

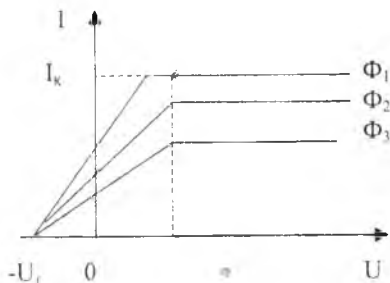
Сонымен, тәжірибеде U_T кернеулігін өлшеу арқылы катодтан ұшып шыққан электрондардың максимум кинетикалық энергиясын есептеуге болады.

Фотоэффeкт заңдары

Тәжірибе арқылы сыртқы фотоэффeктінің мынандай заңдары анықталған:

1-заңы: Катодка түсетін жарықтың спектрлік құрамы тұрақты болғанда $\nu = \text{const}$ канығу фототогының күші жарық ағынына Φ тура пропорционал

болады. Жарық ағынының үш түрлі мәндеріндегі ($\Phi_1 > \Phi_2 > \Phi_3$) фотоэлементтің вольтамперлік сипаттамалары 3-суретте көрсетілген.



3-сурет

2-заңы: Фотоэлектрондардың ең үлкен (максимум) энергиясы жарық жиілігі өскен сайын сызықтық ұлғаяды, бірақ жарық ағынына Φ тәуелді емес. 3-суреттегі үш түрлі жарық ағынының жиілігі бірдей, сондықтан ең үлкен кинетикалық энергиялары және бөгелтуші потенциалдар айырымы бірдей болады.

3-заңы: Металлға түсірілген жарық жиілігін біртіндеп азайтқан кезде фотоэффект құбылысы байқалмайтын ең аз жиілік ν_{\min} әрбір металға тән. Бұл жиілікті фотоэффектінің қызыл шегі деп атайды. Егер катодка түскен сәулениң жиілігі қызыл шектен үлкен немесе тең ($\nu \geq \nu_{\min}$) болса, онда фотоэффект байқалады, ал ($\nu < \nu_{\min}$) болса, фотоэффект байқалмайды.

Ең төменгі жиілікке ν_{\min} ең үлкен толқын ұзындығы сәйкес келеді:

$$\lambda_{\max} = \frac{c}{\nu_{\min}}, \quad (3)$$

мұнда c - вакуумдағы жарық жылдамдығы, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с.

Фотоэффект заңдарын түсіндіру

Фотоэффект заңын жарықтың кванттық теория негізінде Эйнштейн түсіндірген болатын. Бұл теория бойынша жарықтың шығуы, жұтылуы және таралуы электромагниттік толқынның үзік-үзік порциясы-квант түрінде С жылдамдықпен қозғалады. Осы квантқа жарықтың кіші бөлшегі түрінде мән бере қарап жарық фотон деп атаған. Фотон энергиясы мына өрнекпен анықталады:

$$E_{\text{ф}} = h\nu, \nu \quad (4)$$

мұнда $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ дж·с - Планк тұрақтысы;

ν - жарық толқынының жиілігі.

Фотонның жұтылу энергиясы тек бір ғана электронға беріледі. Бұл энергияның бір бөлігі электронның заттан шығу жұмысына жұмсалады, ал қалған бөлігі кинетикалық энергия түрінде электронға беріледі. Энергияның сақталу заңы бойынша квант энергиясы үшін Эйнштейн теңдеуі деп аталатын мына өрнекті жазуға болады:

$$h\nu = A_{\text{шығ}} + \frac{(mU_{\text{max}})^2}{2} \quad (5)$$

Электронның шығу жұмысы $A_{\text{шығ}}$ заттың табиғатына және қазіргі күйіне тәуелді. Берілген фотокатод үшін шығу жұмысы тұрақты шама. Эйнштейннің теңдеуінен катодтан ұшып шыққан электрондардың максимум кинетикалық энергиясы жарық жиілігіне тура пропорционал (фотоэффектінің 1-заңы).

Осы теңдеуден фотоэффект құбылысының байқалуы фотон энергиясы $h\nu$ электронның шығу жұмысынан үлкен не оған тең болған да ($h\nu \geq A_{\text{шығ}}$) орындалатыны көрінеді. Егер $h\nu < A_{\text{шығ}}$ болса, онда электронның металдан шығуына фотон энергиясы жеткіліксіз болады да, фотоэффект құбылысы байқалмайды. Сондықтан фотоэффект байқалатын фотонның ең аз энергиясы шығу жұмысына тең ($h\nu = A_{\text{шығ}}$), ал фотоэффектінің қызыл шегі мына өрнекпен анықталады:

$$\nu_{\text{қызыл}} = \frac{A_{\text{шығ}}}{h} \quad (6)$$

Фотоэффектінің қызыл шегі электронның шығу жұмысына, яғни катод затынын табиғатына тәуелді. Сондықтан әр металдың өзіне тән қызыл шегі бар (фотоэффектінің 3-заңы).

Жарық ағыны бірлік уақыт ішінде бетке келіп түсетін фотондардың санымен анықталады.

Бірлік уақыт ішіндегі катодтан бөлініп шыққан электрондардың саны, немесе қанығу тоғының шамасы жарық ағынына тура пропорционал (фотоэффектінің 1-заңы).

Эксперименттік қондырғының сипаттамасы

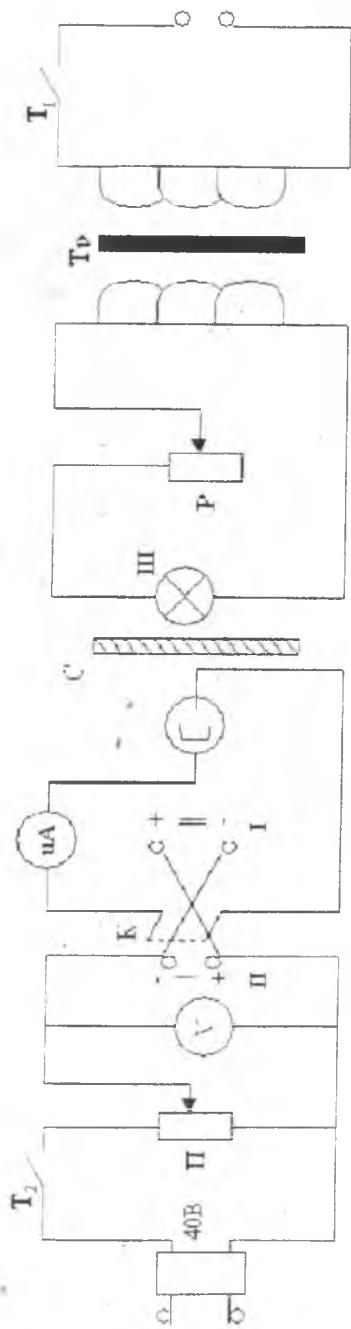
Фотоэлементті электр тізбегіне қосу сұлбасы 4-суретте көрсетілген. Фотоэлемент - Ф, жарық сүзгісі - С, шырақ көзі /қыздыру шамы/ Ш жәшік ішіне орналасқан. Жарық жарық сүзгісінен өтіп монохромат жарыққа айналып фотоэлементке түседі.

Микроамперметр μA фототок күшін, ал вольтметр V фотоэлементтегі кернеуді өлшейді. Потенциометр Π фотоэлементтегі кернеудің мәнін өзгертеді. Ауыстырып қосқыш K арқылы кернеудің таңбасын өзгертуге болады: I- жағдайда фотоэлементке оң кернеу беріледі /анодка- оң, катодка-теріс/, II- жағдайда теріс кернеу беріледі /анодка-теріс, катодка - оң/. T_1 тумблері ток көзі Ш шамына қосылады, ал T_2 тумблері арқылы фотоэлементке кернеу беріледі. Трансформатормен қосылған реостат R шамның қызуын өзгертеді.

Жұмысты орындау тәртібі:

Вакуумдық фотоэлементтің вольтамперлік сипаттамасын анықтау

1. K ауыстырып қосқышты I - жағдайға қоямыз. T_1 тумблері арқылы Ш шамын тізбекке қосамыз.
2. R реостат арқылы шамды максимал қызуына қоямыз /фотоэлементке максимал жарық ағыны Φ_1 түседі /.
3. Потенциометр арқылы кернеуді $U=0$ қоямыз. Микроамперметрмен фототок күшін өлшейміз.



4-супер

4. Потенциометр арқылы кернеуді I вольтқа көтере отырып, фототок күшінің мәнін I -кестеге жазамыз.

5. Потенциометрдің жылжыма тұтқасын жылжыту арқылы кернеуді $U=0$ қоямыз.

K ауыстырып қосқышты II - жағдайға қоямыз.

6. Фотоэлементтегі теріс кернеуді көбейтіп фототок $I=0$ кезіндегі тежеуші кернеуді U_T анықтап, мәнін теріс таңбасымен I -кестеге жазамыз.

7. R реостат арқылы жарық ағынын кемітіп, Φ_2, Φ_3 жарық ағындары мәніне сәйкес тәжірибені /2-6 пункт бойынша/ қайталаймыз.

8. Кестеде берілгенге сүйене отырып фототок күшінің I кернеуге U тәуелділігінің графигін саламыз.

I -кесте

Φ_1	U		0						
	I	0							
Φ_2	U		0						
	I	0							
Φ_3	U		0						
	I	0							

Электронның шығу жұмысы мен фотоэффектінің қызыл шегін анықтау

1. K ауыстырып қосқышты II - жағдайға қоямыз. R реостат арқылы шамды максимал қызуына қоямыз.

2. Фотоэлементтегі теріс кернеуді көбейтіп фототок $I=0$ кезіндегі тежеуші кернеуді U_T табамыз.

Тәжірибені әртүрлі жарық сүзгісі үшін қайталаймыз, берілгенді 2 -кестеге жазамыз.

2-кесте

№	λ	U_T	W_k	$A_{\text{шығ}}'$	λ_{max}	$\bar{\lambda}_{\text{max}}$	$\Delta \lambda_{\text{max}}$

3. Тәжірибе бойынша электронның максимал энергиясын:

$$W_k = e \cdot U_T,$$

электронның шығу жұмысын:

$$A_{\text{шығ}}' = \frac{hc}{\lambda} - eU_T \quad \text{және}$$

фотоэффектінің қызыл шегін есептеп шығарамыз:

$$\lambda_{\text{max}} = \frac{hc}{A_{\text{шығ}}'}$$

Бакылау сұрактары

1. Фотозффе́кт күбылысы дегеніміз не? Онын кандай түрлері бар?
2. Фотозффе́ктінін заңдары кандай?
3. Толкын ұзындығы мен фотонның жиілігі өзара қалай байланысты?
4. Фотозффе́кт үшін жазылған Эйнштейн теңдеуін жазып түсіндір.
5. Фотозффе́ктінін кызыл шегі дегеніміз не және ол кандай шамаларға тәуелді?
6. Фотозэлектронның ең үлкен (максималды) энергиясы кандай шамаларға тәуелді?
7. Осы жұмыстағы фотозффе́ктінін кызыл шегін анықтау кандай әдіске негізделген?

Пайдаланған әдебиеттер

1. Фриш С.Э., Тиморева А.В. Курс общей физики. Т.3. М.: Физматгиз, 1959. 367с.
2. Трофимова Т.И. Курс физики. М.: Высш. шк. 1985. 299с.
3. Абдуллаев Ж. Физика курсы. Алматы: Білім, 1994. 258-261-б.

Кіріспе

Оптикалық кванттық генератор (лазер) - бұл қыздыру шамы, люминесценция шамы, лаулаған жалын, табиғи жарық беруші (ай, күн) жарық көздерінен айырмасы бүтіндей өзгеше жарық көзі.

"Лазер" сөзі ағылшынның light Amplification by stimulated Emission of Radiation деген сөздерінің бас әріптерінен LASER құрылған, "жарықты еріксіз сәуле шығару арқылы күшейту" дегенді білдіреді.

Қазіргі кезде инфрақызыл, көзге көрінетін және ультракүлгін сәулелерінің толқын ұзындығы диапазондарын шығара алатын лазерлер жасалды. Физиктер Н.Г.Басов, А.М.Прохоров және америка физигі Ч.Таунс 1964 жылы лазер жасаудың жаңа әдістерін ойлап тапқаны үшін Нобель сыйлығын алды. Лазердің түрлері оның қатты денелерден, шалаөткізгіштен, сұйықтардан және газдардан жасалуына қарай бөлінеді. Энергия түрлерін пайдалануына қарай лазерлер оптикалық, жылулық, химиялық, электрлік, ал жұмыс істеу тәсіліне қарай үздіксіз және импульсті болып бөлінеді.

Лазер сәулелері кеңістікте өте тұзу таралатынымен ерекшеленеді. Газ лазерінен шыққан сәуле шоғының бір – бірінен алшақтауы тек бірнеше бұрыштық минуттарды құрайды, прожектордың жарығының бұрыштық алшақтауынан 1000 есе аз.

Газ немесе қатты денелерден жасалынған лазерлер сәулесінің сызықтық спектрінің ені кәдімгі жарық көзінің спектр сызықтарының енінен көптеген есе аз. Қазіргі уақытта спектр сызығының ені бірнеше Герц болатын жаңа лазерлер жасалды, ал натрий буының спектрінің сары сызығының ені 2×10^7 Гц екені белгілі.

Лазерлер когеренттілігі өте жоғары дәрежедегі сәуде шығарады. Бұл - лазерлердегі заттын әртүрлі атомдарының шығарған электромагниттік

толқындарының фазалары бірдей болып, өзара үндесіп тұратынын көрсетеді. Басқа жарық көздерінің шығарған сәулелері когерентті емес. Лазер сәулелері өзінің таралу бағытының ұзындығы бойында өзара когерентті болып қала береді.

Көптеген лабораториялық және практикалық мақсаттар үшін Гелий-Неон /He-Ne/ лазерін пайдалану қолайлы, себебі олар үздіксіз және көзге көрінетін сәулелер спектрін шығарады. He-Ne лазер сәулесінің толқын ұзындығы 0,6328 мкм.

Лазердің жұмыс істеу принципі

Егер зат энергияны жұтса /мысалы, фотонды/, онда оның атомы мен молекулалары өз бойына артық энергияны жинап беймаза күйге түседі /1а-сурет/. Атом, ион немесе молекула өзінің осы беймаза күйінен энергиясы төмен деңгейдегі күйіне өз ыркымен тосынан /спонтанно/ және еріксіз /вынужденно/ ауыса алады, ауысу кезінде шығарған сәуле жиілігі мына өрнек бойынша анықталады (1-сурет):

$$h\nu = E_2 - E_1, \quad (1)$$

мұнда: h - Планк тұрақтысы;

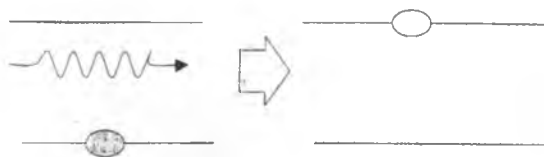
ν - сәуленің тербеліс жиілігі;

E_2, E_1 - атомның энергиялық деңгейлері;

$h\nu$ - квант энергиясы.

Бұл энергиялық деңгейлердің арасындағы ауысу кезінде атомға сыртқы ортадан әсер еткен электромагниттік өрістің квантына қосарлана қосымша квант шығады. Өз ыркымен тосынан сәуле шығару квантының бағыты кезкелген жаққа бағыталса, еріксіз сәуле шығару квантының бағыты сыртқы электромагниттік өріс квантының бағытына сәйкес келеді /1,в-сурет/ және сыртқы сәуле кванты мен еріксіз шыққан сәуле квантының тербелістерінің

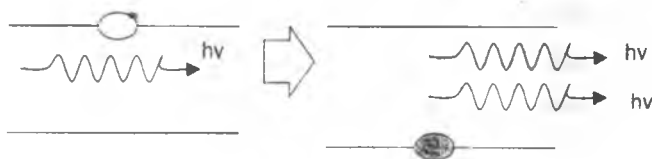
а/ кванттын жұтылуы



б/ тосын сәуле шығару



в/ еріксіз сәуле шығару



 - энергиясы E_1 , мазасызданбаған атом

 - энергиясы E_2 , беймаза атом

1 - сурет

фазасы, поляризациясы және жиіліктері бірдей, яғни екі квант бір-біріне толық ұқсас болады. Сыртқы электромагниттік сәуленің әсерінен атомның энергиясы тек жоғарғы деңгейден төменгі деңгейге ғана ауысып қоймайды, сонымен қатар төменгі деңгейден энергиясы жоғарғы деңгейге де ауыса алады, тек соңғы жағдайда квант жұтылады.

Квант энергиясын шығаратын ауысулар мол болуы үшін энергиялық деңгейі E жоғары және озыркымен төменгі деңгейге ауыса алатын беймаза күйдегі, яғни жоғары энергиялық деңгейдегі атомдар мен молекулалардын саны көп болуы шарт.

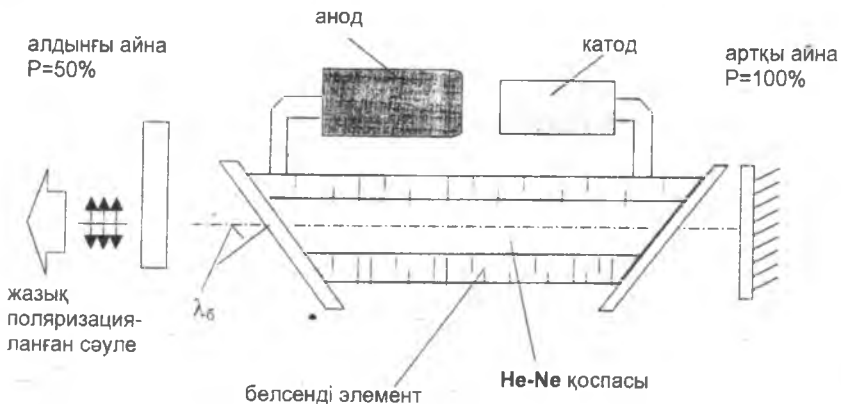
Термодинамикалық тепе теңдік кезінде молекулаларды олардын энергиялық күйіне қарай жіктеу Больцман заңы бойынша атқарылады.

$$N = N_0 e^{-E/kT}, \quad (2)$$

мұнда: N - ортадағы энергиялық күйі E температурасы T молекулалардың саны;

N_0 - осы T температурадағы негізгі күйдің молекулаларының саны.

Егер қандайда болмасын әдіспен заттың көп молекулаларының энергиялық деңгейі молайтылған /инверсионная населенность/ болса, онда жоғарғы деңгейден төменгі деңгейге ауысудың саны көп болады. Бұл - затқа келіп түскен сәуле квантының $/h\nu/$ сол заттың ішінде өзіне ұқсас кванттарды $/h\nu/$ туғызып көбейуіне, яғни затқа сырттан түскен сәуленің күшейуіне әкеледі.

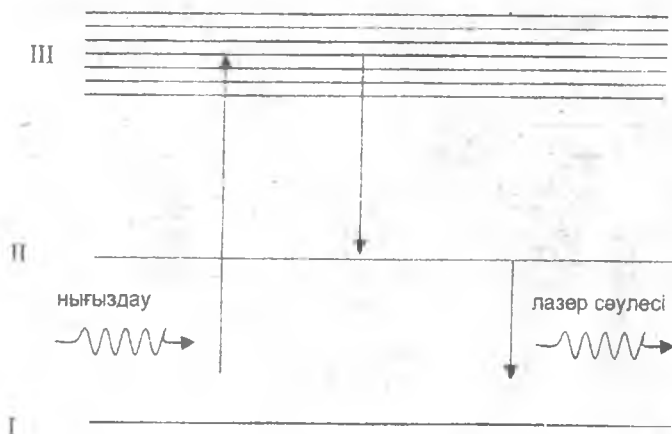


2 - сурет

Заттың жоғарғы деңгейлі энергиялық күйін белсенді күй деп, ал белсенді күйдегі ортаны белсенді орта деп атайды. Жоғары энергиялық деңгейдегі молекулалар /атом немесе иондар/ санын сырттан энергия беру арқылы көбейтуді инверсиялық нығыздау /накачка/ деп атайды.

Нығыздау тәсілдері әртүрлі және ол лазер түрлеріне байланысты. Нығыздау процесін үш деңгейлі лазердің мысалынан көруге болады / 3 - сурет/. Молекулалар I - энергиялық деңгейден II - энергиялық деңгейге ауысуы үшін, сырттан келген сәуле квантының көмегімен, электрондар әуелі I - энергиялық деңгейден III - деңгейге ауысады. Бұл III - деңгейдегі электронның тұрақтап тұру уақыты, яғни электронның бұл беймаза күйде болу уақыты өте аз $\approx 10^{-8}$ с/ болуы қажет.

Электрондардың II - деңгейде тұрақтау уақыты $\approx 10^{-3}$ с дан көбірек /айталық 10^{-2} с/, сондықтан электрондар өзықтиярымен сәуле фотонын



3 - сурет

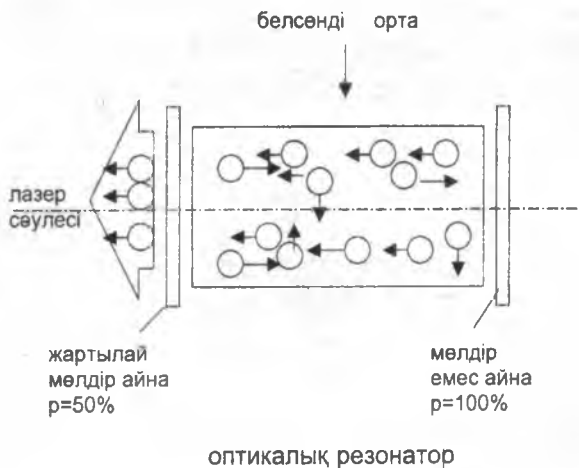
шығармай-ақ III - деңгейден беймаза уақыты көбірек II - деңгейге /метастабильный/ ауысып жиналады және өте күшті нығыздау болған кезде II - деңгейдегі электрондар саны I - деңгейдегіден көп артық болады. Бұл II -

деңгейден I - деңгейге электрондардың ауысып, фотон тасқынын шығаруының мүмкіндігін қамтамасыз етеді.

Дегенімен оптикалық тербелістің туындауы тек еріксіз сәуле шығару бір рет қана пайда болмай, одан кейін де жиі қайталанып отырған жағдайда ғана өтеді. Бұл процесс өтуі үшін белсенді орта оптикалық резонатор /үндестіргіш/ ішіне орналасады.

Оптикалық үндестіргіш - екі айнаның арасына орналастырған белсенді орта /4 -сурет/. Айналар жазық, дөңес және ойыс болып келеді. Олардың сәулені шағылыстыру коэффициентінің жоғары болуы - аса керек қасиет. Мұнда шағылыстырғыш қабілеті жоғары және жарықты жұтпайтын, көп қабатты диэлектрлік жамылғышы бар айналар қолданылады.

Бірінші айнаның сәулені шағылыстырғыш коэффициенті 0,5 /50%, ал екінші айна ікі 0,98 \approx 100% тен кем болмайды. Айналардың оптикалық



4 - сурет

бетінің тегістелуі оған түсетін жарық толқынын 1/100 бөлігіндей дәлдікпен өңделуі және айналардың бір - біріне өте дәл параллель орналасуы қажет. Параллель еместігі ең көп болғанда 5 " бұрыштық секундтан аспауы керек.

Айналардың не үшін қажеттігін түсіну үшін 3-суретке қарайық. Айналардың арасында өте көп біртекті молекулалардан тұратын белсенді орта орналасқан. Мұнда II - деңгейден I – деңгейге өзырқымен және еріксіз ауысулар болып жатады. Электрондардың өзырқымен ауысуы кезеңінде фотондар туындайды. Бұл фотондар таралу жолында басқа молекулалардың электрондарының орнын ауыстыруына себепші боладыда жаңа фотондар шығады.

Бұл пайда болған фотондар өзінің тарау жолындағы кезіккен келесі молекулаларда еріксіз ауысу туғызады. Осы сәттен бастап фотондардың өздерін өздері еселете көбейткен тасқынды /лавинообразно/ процесі басталады және әрбір фотонның тарау бағыты оны тудырған фотонның бағытымен бағыттас болады.

Айналар жүйесі фотондардың таралуының басты бағытын таңдауға мүмкіндік береді. Ол - осьтің бойы. Бұл фотондар айнадан кері шағылысып қайтадан активті ортаға келеді де, ондағы уақытша беймаза күйдегі /метастабильный - уақытша тұрақты/ атомдарды негізгі күйге еріксіз ауысуға мәжбір етеді және соның нәтижесінде бір бағытта таралған фотондар саны көбейеді.

Сонымен оптикалық үндестіргіш фотондардың күшейткіш ортада, оның осінің бойымен тарылып, жарық толқындарының бірнеше рет қайталанып тууын қамтамасыз етеді, соның нәтижесінде өте қуатты сәуле - лазер сәулесі алынады.

Лазер сәулесі туындауы үшін үндестіргіштің ұзындығына L саны n жарты толқын $\frac{\lambda}{2}$ сыйуы керек, яғни

$$L = n\left(\frac{\lambda}{2}\right), \quad n=1,2,3, \dots \quad (3)$$

Айналардан бірнеше рет шағылысқан фотондар, кванттар тасқынын тудыра отырып, белгілі бір қуатқа ие болады да, лазер сәулесі түрінде, жартылай мөлдір айна арқылы сыртқа шығады.

Лазер сәулесінің туындауына тек үндестіргіш осіне параллель таралған кванттар ғана қатынасатын болғандықтан, оның П.Ә.К. 1% тен аспайды. Бірақ кейбір жағдайларда П.Ә.К.-ін 30% жеткізуге болады.

He-Ne лазерінің құрылысы

He-Ne лазері үздіксіз жұмыс істейтін лазерлер қатарына жатады. Оның қуаты үлкен емес 100Вт /, бірақ пайдалануға ыңғайлы, арзан, көзге көрінетін жарық сәулелерін шығарады және сәуле шығару қабілеті өте тұрақты.

He-Ne лазерінің құрылысы және жұмыс істеу тәсілі.

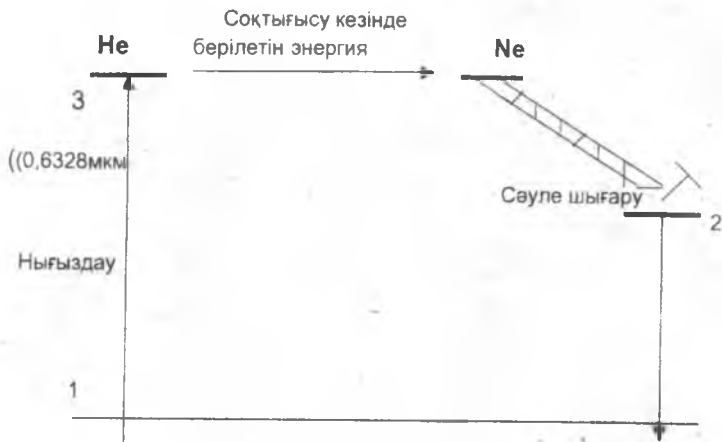
Барлық газдық лазерлер сияқты He-Ne лазерінде нығыздау электр разрядының көмегімен екі кезеңде іске асырылады:

1. He (гелий) газы беймазалаушы энергияны жеткізуші және оны Ne (неон) газының атомдарына беруші қызыметін атқарады.

2. Неонның беймазаланған атомдары, негізгі энергиялық күйге ауыса отырып, лазер сәулесін шығарады.

Электр разряды кезінде пайда болған электрондар мен соқтығысу кезінде беймаза күйге түскен гелий атомдары негізгі энергиялық I - деңгейден беймаза күйдегі III - деңгейге ауысады /5 - сурет/.

Беймаза күйдегі гелий атомдарымен соқтығысқан неон атомдары да беймаза күйге түсіп, гелийдің беймаза күйіндегі энергиялық деңгейіне жуық, өзінің беймаза күйіндегі, жоғарғы энергиялық деңгейіне ауысады. Осының нәтижесінде өте көп неонның атомдары жоғары энергиялық деңгейдегі беймаза 3 - күйге көшіп, инверсиялық нығыздау жасалады. Ал олардың 3 – күйден өзірқымен энергиялық деңгейі төмен 2 - күйдегі деңгейге ауысуы толқын ұзындығы $\lambda = 0,6328$ мкм квант /лазер/ сәулесін шығарумен қосарлана жүреді.



5 - сурет

Шындығында бұл былай іске асырылады: лазердің белсенді жұмыс атқаратын бөлігі қабырғасы қалың шыны түтіктен жасалған, ал екі түпкі беті жазық - параллель оптикалық шыны тереземен жабылған.

Гелийдің кезкелген заттың ішіне ену қабілеті жоғары болғандықтан, түтіктің қабырғасы қалың етіп жасалады. Түпкі терезелер жазықтығы түтік осімен Брюстер бұрышын (α_6) жасайтындай етіп орналасқан /2 - сурет/.

Терезелерді (α_6) бұрышымен орналастыру лазер сәулесінің кернеулік векторының E тербелісі оның таралу бағытына көлденең /осы сурет жазықтығында жататындай/ жазық поляризацияланған сәуле алу қажеттілігінен туған. Бұл әдіс көптеген лазерлерді жасауда жиі пайдаланылады.

Түтікке электродтар /анод, катод/ орналастырылған, ал түтіктің өзі $He /p = 1 \text{ мм.сын.бағ/}$ және $Ne /p = 2 \text{ мм.сын.бағ/}$ газдары қоспасымен толтырылған.

Белсенді элемент жартылай мөлдір жазық айна мен шағылыстыру коэффициенті $= 0,98$ ойыс сфералық айнадан жасалған. Сфералық айнаның радиусы үндестіргіштің ұзындығына тең етіп алынуы лазер сәулесінің П.Ә.К.

ұлғайту үшін және оның сапасын /монохроматтылығын және кенестік пен уақыт бойынша когеренттілігін/ жақсарту үшін қажет.

Анод пен катодтың арасына жоғары кернеу берілгенде белсенді элементтің ішіндегі жанған электр разрядының көмегімен нығыздау процесі жүреді. Электр разрядын тудыру түріне қарай белсенді элементтер ыстық және суық катодты болып бөлінеді.

Ыстық катодты тәсілде разрядты тудыру үшін өте жоғарғы вольтті қысқа импульс пайдаланылады, ал разряд тұтанған соң жоғары тұрақты кернеуге қосылады. Суық катодтық тәсілде жоғарғы жиілікті электр разряды пайдаланылады. Суық катодты белсенді элемент ұзақ мерзімге /20000 сағаттан аса/ пайдалануға жарайды және сәуле шығару қасиеттері де жоғары.

Бірақ ыстық катодты белсенді элементтер қуаты күшті лазер сәулелерін алуға мүмкіндік береді. He-Ne лазерлері, үздіксіз жұмыс істейтін тұнғыш жасалған лазерлер. Олар 1961 жылдары пайда болды және газдық лазерлердің көп түрлерін жасаудың бастамасы болды.

БАҚЫЛАУ СҰРАҚТАРЫ

1. Лазер сәулесінің ерекшелігі қандай? Оның қандай түрлері бар?
2. Өзыркымен тосын (спонтанно) шыққан кванттар мен еріксіз (вынужденно) сәуле шығару кванттарының арасындағы айырмашылық қандай?
3. Үш деңгейлі энергиялық жүйе мысалынан лазердің жұмыс істеу әдісін түсіндір.
4. Қандай деңгей беймаза уақыты көбірек (10^{-3} с) (метастабильный) деп аталады. Инверсиялық нығыздау дегеніміз не?
5. Оптикалық резонатор деген не, оның ұзындығы қалай таңдап алынады және оның лазер сәулесінің туындауындағы атқарар жұмысы қандай?
6. Қандай орта белсенді орта деп аталады?
7. He-Ne лазерінің сәуле шығарғыштық құрылымы қандай?

ПАЙДАЛАНЫЛҒАН ӘДЕБИЕТТЕР

1. Абдуллаев Ж. Физика курсы. Алматы: Білім, 1994. 26-тарау, §17, §18. 21-тарау §15, §16.
2. Трофимова Т.И. Курс физики. М.: Высш.шк. 1985. §232, §191, §192.

№ 68 ЛАБОРАТОРИЯЛЫҚ ЖҰМЫС

Жарық сәулесін шығару және жұту спектрлерін анықтау

Атомның жарық сәуле шығаруы

Атом заттың кіші бөлшегі. Әрбір химиялық элементтің өз атомы бар және оның құрылымы әрбір химиялық элементтің өзіне ғана тән физикалық және химиялық қасиеттерін анықтайды.

Атом оң зарядты ядро мен теріс зарядты электрондардан құралған. Ядро зарядының шамасы:

$$Q = Z \cdot [-e], \quad (1)$$

мұнда: Z – Менделеев кестесіндегі элементтің атомдық нөмірі;

$-e$ – бір электронның зарядының шамасы.

Ядроны айналып жүретін электрондардың барлық саны сол элементтің атомдық нөмір санына тең. Ядро мен, оны белгілі бір өзгермейтін тұрақты /стационар/ орбитамен айнала қозғалатын электрондар арасын Кулондық электр өрісі байланыстырады.

Атомның ядросының оң зарядының мөлшері оның электрондарының теріс зарядтарының қосындысына тең болса, онда мұндай атом бейтарап /нейтраль/ атом деп аталады. Егер теріс зарядтың мөлшері оң зарядтың мөлшерінен бір /немесе екі/ электрон зарядындай кем болса, онда мұндай атомды бір /немесе екі/ рет оң иондалған атом дейді.

Мысалы,



Электрондардың ядроны айналу деңгейі әртүрлі, соған сәйкес электронның ядромен арасындағы байланыс энергиясының шамасы да әртүрлі, сондықтан оны электрондардың энергиялық деңгейі дейді. Барлық электрондардың энергиялық деңгейлерінің жиынтығы атомның энергиялық деңгейі деп аталады.

Сондықтан, атом - кулондық электр өрісі арқылы байланысқан ядро мен электрондардан құралған үзікті /дискретті/ күйдегі /нақты энергиялық деңгейдегі/ жүйе.

Атом өзінің ең аз энергиялық деңгейіне ие болмаған калпының барлығында да тиянақсыз беймаза /возбужденное/ күйде болады.

Тиянақсыз беймаза күйдегі атом сәл уақыттан кейін өз-өзінен /самопроизвольно/ тосынан сыртқа жарық сәулесін шығарады да, оның энергиялық деңгейі төменірек шамаға ауысады. Атомның осылай өздігінен жарық сәулесін шығаруын тұтқиыл /спонтанно/ сәуле шығару дейді.

Атомның бір энергиялық деңгейден екінші энергиялық деңгейге ауысқан кезде босаған энергия үзік-үзік жарық энергиясына айналып сыртқа таралады. Осы жарық сәулесінің бір үзін, яғни жарықтың ең аз /элементар/ мөлшерін квант деп атайды. Ал осы квантқа жарықтың бөлшегі түрінде мән бере қарап жарық фотоны деп атаған.

Атомнан сыртқа шыққан фотонның өзімен бірге алып кеткен энергиясының шамасы мына өрнек арқылы анықталады:

$$E = h\nu, \quad (2)$$

мұнда h - Планк тұрақтысы;

ν - толқын жиілігі.

Атомның алғашқы i және кейінгі j күйлерінің энергия деңгейлерінің энергия айырмасы мынаған тең:

$$E_{i,j} = h\nu_{i,j} = E_i - E_j. \quad E_i > E_j. \quad (3)$$

Осы өрнектен атомнан сыртқа бөлініп шыққан фотонның толқын жиілігінің өрнегі шығады:

$$\nu_{i,j} = \frac{E_i - E_j}{h}; \quad \nu_{i,j} = \frac{c}{\lambda_{i,j}}; \quad \frac{1}{T_{i,j}} = \nu_{i,j}, \quad (4)$$

мұнда C - жарықтың вакуумдағы таралу жылдамдығы;

λ - толқын ұзындығы.

Бұл формула Бор өрнегі делінеді.

Атомның бірнеше энергиялық деңгейлерге ауысуы кезіндегі сәуле шығару энергиялары мына түрде жазылады:

$$\Delta E = h\nu; \quad (5)$$

$$E_1 - E_0 = h\nu_{1,0}, \quad E_2 - E_0 = h\nu_{2,0}, \quad E_3 - E_0 = h\nu_{3,0},$$

$$E_2 - E_1 = h\nu_{2,1}, \quad E_3 - E_1 = h\nu_{3,1},$$

мұнда: E_0 - атомның ең аз энергиялық деңгейі;

0,1,2,3 - энергиялық деңгейлердің рет саны.

Бұдан атомның әрбір энергиялық деңгейлерінің бір-біріне ауысуына сай әртүрлі жиіліктегі үзік-үзік фотон энергиясын шығаратынын көруге болады.

Егер $\nu = \frac{c}{\lambda}$ байланысын ескерсек, атомнан шыққан сәуленің толқын жиілігіне

сай толқын ұзындығының да үзік - үзік болып шығатынына көзіміз жетеді.

Электронның атом ядросымен байланыс энергиясы электронның орбитасының радиусына тәуелді.

$$E = -\frac{Ke^2}{2r}, \quad (6)$$

мұнда e - электрон заряды;

r - орбита радиусы.

Неғұрлым электронның орбитасының радиусы үлкен болса, соғұрлым оның энергиясы да көп болады. Әрбір электронның орбитасының радиусына r_1, r_2, r_3 бір ғана энергия шамасы E_1, E_2, E_3 сай келеді.

Атомның үзік - үзік әртүрлі жиілікті сәуле шығаруы оның спектрінің сызықтық /түрлі-түсті сызық / болуын түсіндіреді. Яғни әрбір спектр сызығы атомның белгілі бір энергиялық деңгейден екінші белгілі энергиялық деңгейге кванттық ауысуы кезінде шығарған фотонына /сәулесіне/ сай келеді.

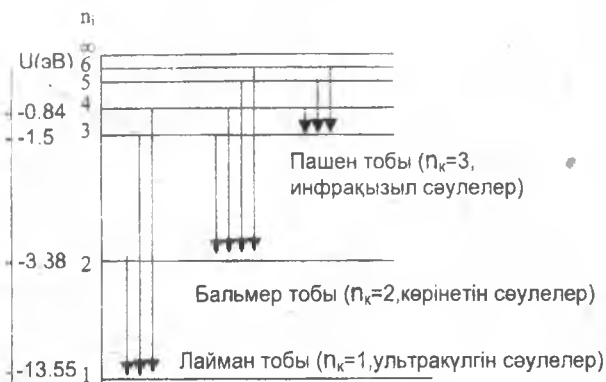
Атомның сәуле шығару спектріндегі сызықтық спектр атомның ішкі заңдылығына бағынады, ал бір - біріне жақын жатқан спектр сызықтары спектр тобын /серия/ құрайды. Мысалы, сутегі атомының Пашен, Бальмер, Лайман спектр топтары /1-сурет/.

Әрбір спектр тобы жоғарғы қатарындағы бірнеше энергия деңгейлерінің бір ғана төменгі энергия деңгейіне ауысуынан шығады, ал жұту спектрі осыған керісінше жүреді.

Бір спектр тобы ішіндегі спектр сызықтарының арақашықтығы жоғарғы жиілікке қарай кемі береді де, осы спектр тобының ең жоғарғы жиілікті спектріне тақала түседі.

Сутегі атомының спектрінен оның үш спектр топтары өте анық көрінеді. Сутегі атомының спектрінің толқын ұзындығын Бальмер өрнегі бойынша анықтауға болады:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left[\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right] \quad (7)$$



1 - сурет

мұнда **R** – Ридберг тұрақтысы;

n_k, n_i – бір - біріне кванттық ауысуы өтетін энергия деңгейлерінің басты кванттық сандары.

n_k - энергияның төменгі деңгейін көрсететін оның спектр тобын, ал n_i - топтың жеке сызықтарын анықтайды.

1-суретте сутегі атомының энергиялық деңгейлерінің схемасы берілген. Мұнда спектр сызықтарының әртүрлі спектр топтарының сәуле шығаруына сай келетін электрондардың ауысулары жебе сызықтары /стрелка/ арқылы көрсетілген.

Осыған ұқсас спектр топтары сутегі атомына ұқсас басқа атомдар спектрлерінен де байқалады, бірақ, мысалы: He^+, Zl^{++} иондарының спектр сызығының толқындық саны сутегі атомының соған сәйкес келетін спектр сызықтарына қарағанда Z^2 есе көп болады.

Сыртқы электрондық қабатында бір ғана электроны бар сілтілік металдар атомының спектрлері де сутегі спектріне ұқсас, бірақ олардың спектр сызықтары төменгі жиілікке қарай ойысқан және спектр сызықтарының орналасу заңдылығы күрделірек.

Сызықтық спектрді тиянақсыз күйдегі жеке атомдар шығаратындықтан оны атомдық спектр деп те атайды. Сызықтық спектр алу үшін заттын

атомдарының арасындағы байланыс жоқ, бір - бірінен алшақ газ немесе бу түріндегі күйде болуы шарт.

Жолақ спектрді молекулалық спектр деп атайды. Себебі жолақ спектр өзара ілінісуі үзілмеген, қосақталған атомдардың ортақ шығарған сәулесі.

Жолақ спектр молекуланың үш түрлі энергиялық деңгейлерінің қосарлана тұтасып шығуынан пайда болады.

1. Молекуланы құраған атомдардың сыртқы электрондары ауысып тұтас екі атомды бірдей айнала қозғалуынан туатын спектр.

2. Қосарланған атомдардың /молекуланы құрап тұрған/ өзара тербелісінің энергия деңгейлерінің ауысуынан туатын спектр.

3. Молекуланы құрап тұрған ядролардың бірін - бірі айналуының энергия деңгейлерінің өзгеруінен туатын спектр.

Тұтас спектрдің пайда болуы себебі молекула мен атомдардың тығыз орналасуымен түсіндіріледі. Қатты денелердің молекулалары бір - біріне өте жақын, тығыз орналасқандықтан өзіне келіп түскен энергияны дененің басқа атомдарымен молекулаларына тегіс жылдам таратып үлгереді де, олардың барлығын тиянақсыз беймаза күйге келтіреді. Сондықтан одан шыққан спектрдің диапазоны өте үлкен, барлық толқын жиіліктерді қамтитын болады.

Сәуле жұту процесі

Сәуле жұту процесі жұтушы атомының, ионының, молекуланың немесе қатты дененің электрондарының төменгі энергиялық деңгейлерден жоғарғы энергиялық деңгейлерге ауысуына байланысты.

Оңашаланған атомның /мысалы сиретілген газдардың атомының/ жұту спектрі тұтас спектрдің бетіндегі жінішке қара сызықтар түрінде көрінеді, яғни атомның сәулені жұту көрсеткіші тұтас спектрмен салыстырғанда өте аз шама, себебі жұту спектрі атомның ішіндегі барлық электрондардың меншікті тербелісінің жиіліктеріне сай келетін барлық толқын ұзындықтарының өте тар диапазонын қамтиды.

Молекулалық жұту спектрі молекуланы құрап тұрған атомдардың тербелістерімен анықталатындықтан молекулалық жұту көрсеткіші атомның жұту көрсеткішімен салыстырғанда көбірек, себебі оның толқын ұзындықтарының диапазоны кеңірек.

Қатты денелердің сәуле жұтуы толқын жиілігінің өте кең диапазонын қамтиды, оның себебі, жоғарыда айтқандай, сәуле жұтуға тығыз орналасқан атомдар мен молекулалар тегіс қатысады.

Атом жоғарғы энергиялық деңгейден төменгі энергиялық деңгейге ауысқан кезде - шығару спектрін, ал төменгі деңгейден жоғарғы деңгейге ауысқанда - жұту спектрін береді.

Спектр сызықтарының қанықтылығы /интенсивность/ сол спектрді шығаруға қатысқан біркелкі беймаза күйдегі электрондардың немесе атомдардың санының көп немесе аз болуына тәуелді.

Жарық дисперсиясы

Жарықтың заттардағы сынуы.

Жарықтың дисперсия құбылысы деп заттың сыну көрсеткішінің n түскен сәуленің жиілігіне немесе толқын ұзындығына тәуелділігін айтады.

$$n = f(v) = f\left(\frac{1}{\lambda}\right) . \quad (8)$$

Жарық дисперсиясының айқын мысалына - призмаға түскен күндізгі жарықтың жеті түрлі-түсті сәулелерге жіктелу спектрі жатады.

Мөлдір ортаға түскен сәуленің толқын жиілігі өскен сайын сыну көрсеткіші ұлғая түседі де сәуленің сыну бұрышы артады.

Мөлдір ортаның сыну көрсеткіші мен толқын жиілігінің /немесе ұзындығының/ арасындағы тәуелділік қалыпты жарық дисперсиясы деп аталады.

$$D = \frac{dn}{d\lambda} \quad (9)$$

Жарықтың сынуына ортадағы жарықтың таралуының фазалық жылдамдығының өзгеруі себеп болады. Сыну көрсеткіші формуласы:

$$n = \frac{C}{C_\phi} \quad (10)$$

мұнда C - жарықтың вакуумдегі таралу жылдамдығы;

C_ϕ - жарықтың берілген ортадағы фазалық таралу жылдамдығы.

Жарықтың таралу жылдамдығы электромагниттік теориясы бойынша:

$$C_\phi = \frac{C}{\sqrt{\epsilon\mu}}, \quad \text{бұдан} \quad n = \sqrt{\epsilon\mu} \quad (11)$$

мұнда ϵ - диэлектрлік өтімділік, μ - магниттік өтімділік.

Көрінетін жарықтың магниттік өтімділігі бір санына өте жуық $\mu \approx 1$, сондықтан $n = \sqrt{\epsilon}$ болып шығады. Диэлектрлік өтімділік электромагнит өрісінің жиілігіне тәуелді болғандықтан жарық дисперсиясы да жиілікке тәуелді болады.

Бұл тәуелділік жарықтың электромагниттік өрісімен ортаның атомы және молекулалары арасындағы өзара әсерлесудің нәтижесімен анықталатындықтан бұл әсерлесу жарықтың ортада жұтылуына әкеледі. Сыну көрсеткіші бұл жағдайда комплексті шаманы білдіреді.

$$\bar{n} = n + ix \quad (12)$$

мұнда x - жұтылуды сипаттайды.

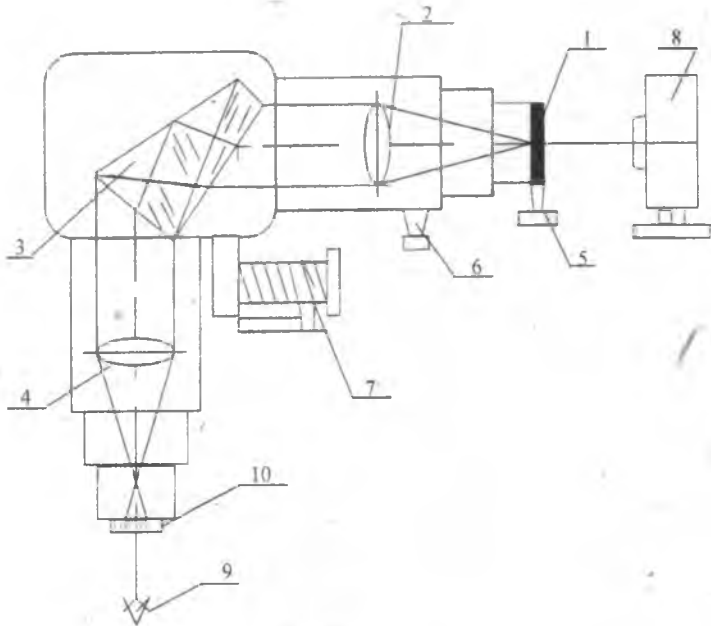
Спектрдің көрінетін бөлігі мен ультракүлгін аймағында жұтылуға - электрондардың тербелісі, ал инфрақызыл аймақта - иондардың тербелісі басты себеп болады.

Ортаға келіп түскен жарық спектрі жиілігі ортаның жұту спектрінің жиілігіне жақын болғанда ортаның сыну көрсеткіші n толқын ұзындығына тәуелділігінен алшақтай бастайды. Өйткені, классикалық теория бойынша, жарық толқынының электр өрісінің әсерімен ортаның атомдары, молекулалары және электрондары еріксіз тербеле бастайды да оның тербеліс жиілігі сыртқы өрістің толқынының тербеліс жиілігіне теңеседі. Жарық толқынының жиілігі электрондардың меншікті тербеліс жиілігіне тақағанда резонанс құбылысы туып, жарықты электрондар жұтады. Бұл дисперсияның заңының $n=f(\nu)$ тәуелділігінің бұзылуына әкеледі.

Ал, ортаға түскен жарық толқындарының жиілігі электрондардың меншікті жиілігінен өзгеше болған кездің бәрінде де жарықтың дисперсиясы заңы орындалады.

Тәжірибе аспабына түсінік

Жарық спектрлерін алу және бақылау үшін спектр құралдарын пайдаланады. Оларға спектроскоп, спектрометр, монохроматор жатады. Осы аспаптар жарықты жіктеу әдісіне байланысты дифракциялық және призмалық болып бөлінеді. Мына /2/ суретте призмалық спектр аспабының оптикалық сұлбасы көрсетілген.



2 - сурет

1 - жарық енетін саңылау, 2 - енген сәулені бағыттағыштың объективі, 3 - сәулені жіктеуші призма, 4 - шыққан сәулені бағыттағыштың объективі, 5 - саңылаудың енін реттегіш, 6 - фокусын дәлдеуші объективтің бұрандасы, 7 - бұратын механизмнің барабаны, 8 - жарық көзі, 9 - бақылаушының көзі, 10 - окулярдың анықтығын дәлдегіш.

Саңылау 1 объективтің 2 фокаль жазықтығына орналасқан, сондықтан зерттеп отырған жарық саңылау мен объективтен өтіп призмаға параллель сәуле түрінде түседі. Призма сәулені әртүрлі толқын ұзындығына /жиілігіне/ қарай әртүрлі бұрышқа бұрып жіктейді. Призмадан өткен сәуле объективпен 4 жиналады да оның фокаль жазықтығында жіктелген спектр береді.

Дисперсиялық спектрдің дифракциялық спектрден айырмашылығы - оның сызықтық еместігі, яғни монохроматты жарықтың призмада жіктелу бұрышы жарықтың толқын ұзындығына да, жиілігіне де тәуелді емес.

Сондықтан дисперсиялық спектр құралдарын эталондық жарық көздерін пайдаланып алдын ала дәлдеп /градуировка/ алу керек.

Санылаудын биіктігі 15 мм, енін бұранда 5 /әр бөлігінің ұзындығы 0,01 мм/ арқылы өзгертуге болады. Толқын ұзындығының өзгеруіне қарай объективтің фокус арақашықтығы өзгеріп отыратындықтан сыртқы трубада объективтің фокусын дәлдейтін бұрандалы 6 арнаулы шкалалы терезе бар.

Санылау мен объективтің арасындағы тетік жарықтың приборға түсуін ашып жабады.

Дисперсиялаушы призма бұратын механизмі бар тұғырға орнатылған. Бұратын механизмнің 7 өлшейтін барабанында барабанның бұрылу бұрышы көрсетілген. Нәтижесі спираль бойымен жылжитын индекске қарсы беттескен шамаға тең.

Тәжірибе жұмысы

Тәжірибе жұмысының мақсаты монохроматорды дәлдеу /градуировка/, әмбебап монохроматор УМ - 2 көмегімен неон газының сызықтық спектрін бақылау және сәуле жұтқыштың /поглотитель/ сәуле өткізу енін анықтау.

1 - ТАПСЫРЫС. Монохроматорды дәлдеу /градуировка/.

Эталон жарық көзі үшін төменгі қысымдағы сынапты кварц шамын пайдаланады. Мұнда сынап буы арқылы өтетін ток разряды жарық шығарады. Сынап шамы спектр сызықтары көрнекті және тұрақты жарық көзі бола алады және ол қанықтылығы әртүрлі, сирек кездесетін спектр сызықтарын береді.

Өлшегіш барабанды айналдырып 1-кестеде көрсетілген сынаптың спектрін ортанғы жағдайға әкеліп, оны окулярдің көрсеткішімен беттестіреді. Барабандағы көрсеткенді жазып алып, одан кейін көрсеткішті ауыстырып осы бірінші сызықты үш рет қайталап өлшейді. Орта мәнін 1-кестесіне жазады.

Кестедегі мәндер бойынша аспаптың көрсетулерінің толқын ұзындығына байланыстылығының дәлдегіш /градуировочный / графигін сызамыз.

Монохроматорды сынап спектрі бойынша дәлдеу

	Сызықтың түсі мен орны	$m \cdot 10^{-7}$	Барабанның көрсетуі
1.	Дара қызыл	690,7	
2.	Айқын қызыл	623,4	
3.	Қызғылт сары /ұқсас екі сызықтардың сол жағындағы/	612,3	
4.	Сары/тақау екі айқын сызықтардың сол жағындағы/	579,0	
5.	Дара сары-жасыл	567,6	
6.	Айқын ашық-жасыл	546,0	
7.	Көкжасыл/айқын көгілдір сызықтың он жағындағы бірінші/	497,4	
8.	Айқын көгілдір	491,6	
9.	Айқын көк	435,8	
10.	Көк /тақау екі ұқсас сызықтардың он жағындағы/	433,9	
11.	Сол жақтағы айқын күлгін	407,8	
12.	Он жақтағы айқын күлгін	404,7	

2 - ТАПСЫРЫС. Неон газының спектрінің толқын ұзындықтарын анықтау.

1 - тапсырыстағы сияқты неон газының спектр сызықтарын өлшеу керек. Жарық көзіне неон шамы алынды. Саңылауды тарылта отырып алынған спектр сызықтарының орналасуын бақылайды. Спектр сызықтарының қанықтылығы немесе көрнектілігі жеткілікті болмаса, оны неон шамын орнынан ер бағытта жылжыту арқылы реттейді.

Анықталған мәндерін 2-кестеге жазады.

2-кесте

Неон газының спектрінің толқын ұзындығын анықтау

п/п	Сызықтың түсі мен орны	$m \cdot 10^{-9}$	Барабанның көрсетуі
1.	Айқын қызыл /екі жақын сызықтың сол жағындағы/		
2.	Қызылсары /екі жақын сызықтың оң жағындағы/		
3.	Айқын сары		
4.	Айқын ашық жасыл		
5.	Ашықжасыл /екі жақын сызықтың оң жағындағы/		
6.	Айқын көк		

Осы кестедегі барабанның көрсеткен мәндеріне сай, дәлдегіш графикті пайдаланып, неон спектрінің толқын ұзындықтарын анықтайды.

3 - ТАПСЫРЫС. Жарык сүзгісінің /фильтр/ жұту спектрін анықтау.

Монохроматордың саңылауына электр шамын орналастырады, өйткені оның спектрі тұтас спектр. Шамның сәулесінің жолына ақ түсті /матовая/ шыны пластинка қойылады. Бұру механизмі арқылы дисперсиялаушы призманы айналдырып оптикалық сүзгіде жұтылған толқын ұзындығының барабандағы сәйкес мәндерін жазып алады. Сүзгінің жұту спектрінің енін анықтайды.

4 - ТАПСЫРЫС. Ертіндінің жұту спектрін анықтау.

Зерттелетін ертінді төрт қырлы мөлдір ыдысқа құйылып электр шамы мен саңылау арасына қойылады. Барабан арқылы ертіндіден өткен сәуле жолағының мөнін табады. Дәлдегіш /градуировочный/ графикті пайдаланып осы сәуленің жолағының екі шеткі толқын ұзындығын және ертіндінің жұту спектрінің енін анықтайды. Ертіндінің орнына хлорофилдің спирттағы ертіндісін пайдалануға болады.

БАҚЫЛАУ СҰРАҚТАРЫ

1. Атомның құрылысы. Электрондар мен атомның энергиялық деңгейлері, олардың өзгеру себептері.
2. Тұтқиыл сәуле шығару. Жарық кванты, фотоны және квант энергиясы.
3. Электронның атом ядросымен байланыс энергиясы.
4. Атомның сәуле шығару механизмі, сызықтық спектр.
5. Спектр тобы /серия/, спектр сызықтарының орналасуы, Бальмер формуласы.
6. Жолақ спектр, тұтас спектр.
7. Сәулені жұту, жұту спектрі.
8. Жарық дисперсиясы.
9. Сыну көрсеткішінің жарықтың ортада таралу жылдамдығына, диэлектрлік және магниттік өтімділікке байланыстылығы.
10. Қандай жағдайда дисперсия заңы бұзылады?
11. Монохроматорды дәлдеу /градуировка/ не үшін және қалай жүргізіледі?.

ПАЙДАЛАНҒАН ӘДЕБИЕТТЕР

1. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976.
2. Абдуллаев Ж. Жалпы физика курсы. Алматы . 1991.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики. М.: Наука, 1980.
4. Фриш С.Э., Тиморева А.В. Курс общей физики. Т.3. М.: Физматгиз, 1959.

Жарық дифракциясы құбылысын зерделеу

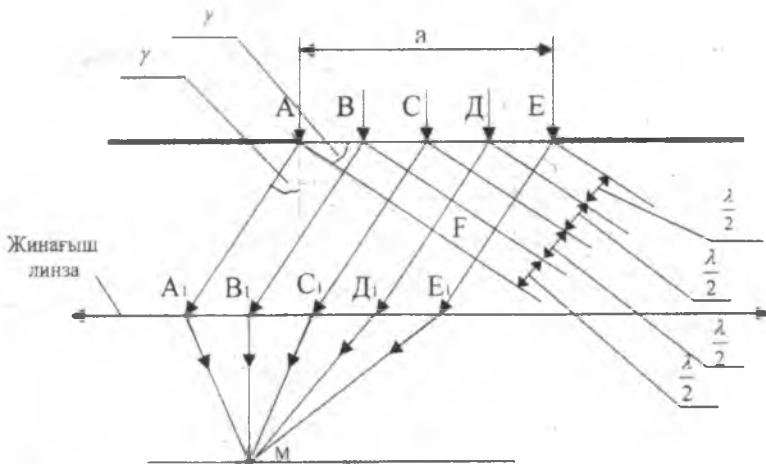
Жарық дифракциясы

Түзу сызықты бағытпен таралған жарық толқындарының кедергіге кезіккенде өзінің алғашқы бағытынан ауытқуын немесе кедергіні айналып өтуін жарық дифракциясы дейді. Дифракция құбылысы жарық өте тар саңылаудан өткенде байқалады.

Гюйгенс-Френель принципі таралған жарық толқынының алдындағы легінің /фронтының/ әрбір нүктесі екінші когерентті толқындардың пайда болу көзі болады. Жарық көзінен тараған толқындар екінші когерентті толқындардың интерференциясының нәтижесі. Екінші когерентті толқындардың интерференциясын есептеу үшін бірінші толқынның алдындағы легін Френель белдеулеріне бөледі. Белдеулерге бөлу әрбір көрші екі белдеуден таралған толқындардың сәулелерінің оптикалық жолдарының айырымы $\frac{\lambda}{2}$ ге тең болатындай етіп жүргізілген.

Бір саңылаудағы дифракция

Параллель сәулелердің ені (a) толқын ұзындығынан өте аз ($a \ll \lambda$) тік төрт бұрышты саңылау (шель) арқылы өткен кездегі жарық дифракциясын түсінудің мәні зор. Монохроматты жарық толқын ені (a) тар саңылауға перпендикуляр келіп түссін. Жарық толқынының саңылау алдындағы жазық легінің әрбір нүктесінен (мыс. А, В, С, Д, Е,) алғашқы бағытымен бұрыш жасап, Гюйгенс принципі бойынша таралған толқындардың саңылаудан өткенін кейінгі таралу жолына, АЕ жазықтығына параллель, жинағыш линза орналастыратын болсақ, толқын сәулелері (АА₁, ВВ₁, СС₁, ДД₁, ЕЕ₁) линзаның фокаль жазықтығындағы М нүктесінде өзара беттесіп интерференцияланады.



1 - сурет

А,В,С,Д,Е нүктелерінен $AA_1, BB_1, CC_1, DD_1, EE_1$ сәулелеріне перпендикуляр жүргізсек, ол сәулелердің жүрген жол ұзындықтарының айырымы тұрақты екені $\frac{\lambda}{2}$ байқалады. Әрбір сәуленің бір-бірінен жол айырымдары АЕ жазықтығынан АF жазықтығына дейінгі жүрген жол айырымдарына тен. Френельдің белдеу әдісіне сүйене отырып EF сызығын тен кесінділерге бөлеміз. Сонда Е мен F нүктелері арасындағы $EF = a \sin \gamma$,

а- саңылаудың ені/ кесінділер саны анықталады

$$n = \frac{a \cdot \sin \gamma}{0.5\lambda} \quad (1)$$

Әрбір кесінділердің ұштарынан АЕ жазықтығымен қиылысқанша АF-ке параллель түзу жүргізсек, АЕ саңылауының алдыңғы легі өзара тен бірнеше белдеулерге бөлінеді. Бұл белдеулер Френель белдеулері бола алады.

Әрбір көрші екі Френель белдеулерінен шыққан екі толқын сәулелері М нүктесіне қарама - қарсы фазада келіп түсіп интерференцияланады да бірін-бірі өшіреді. Егер барлық белдеулер саны жұп болса, онда әрбір қос іргелес

белдеулерден шыққан сәулелердің барлығы бірін-бірі М нүктесінде өшіреді, соның нәтижесінде М нүктесінің жарықтануы әлсіреп күңгірттенеді /максимум/. Бұл жағдайда екі жарық толқының жүріп өткен жолдарының ұзындықтарының айырымы мынаған тең болуы шарт:

$$a \cdot \sin \gamma = 2 \cdot K \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad \text{мұнда } K=1,2,3,\dots \quad (2)$$

Сөйтіп саңылаудың белдеулерінен экранға келген сәулелердің жол айырымы жарты толқын $\frac{\lambda}{2}$ ұзындығының жұп санына $/2K/$ тең болса, онда экранда күңгірт жолақтар пайда болады.

Ал күңгірт жолақтың арасында айқын, ашық түсті жолақтар /максимумдар/ пайда болады. Бұл айқын, ашық жолақтар толқын легінің Френель белдеулерінің тақ санына $/2K+1/$ сай келеді. Олай болса экранда максимум жарықтану жолақтарының пайда болуы үшін мына шарт орындалу керек:

$$a \cdot \sin \gamma = (2K+1) \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad \text{мұнда } K=1,2,3,\dots \quad (3)$$

яғни айқын, ашық түсті /максимум/ жарықталыну жолақтарының пайда болуы үшін экранға келіп жеткен екі сәуленің жол айырымы жарты толқын ұзындығының тақ санына тең болуы шарт.

Экрандағы орталық айқын жарықталу жолағы линзаның фокусіне, яғни 0 нүктесіне түседі /2-сурет/. Осы нүктенің екі жағындағы да экранның жарықтануы біртіндеп төмендейді де күңгірт жолаққа айналады, осы әрі қарай қайталана береді. Яғни спектр аламыз.

Дифракциялық тор

Дифракциялық ашық жолақтардың қарқындылығын /интенсивность/ арттыру үшін бір саңылаудың орнына өте көп жиі орналасқан саңылаулары бар дифракциялық тор пайдаланады. Дифракциялық тор деп жінішке жарық өткізбейтін кедергілермен бөлінген өте тар өзара параллель мөлдір саңылаулардың тізбегін айтады. Мөлдір саңылаулардың ені " а " әріпінен,

жарық өткізбейтін кедергілерінің енін " b" әрпімен белгілесек, $a+b=d$ - дифракция торының периоды деп аталады.

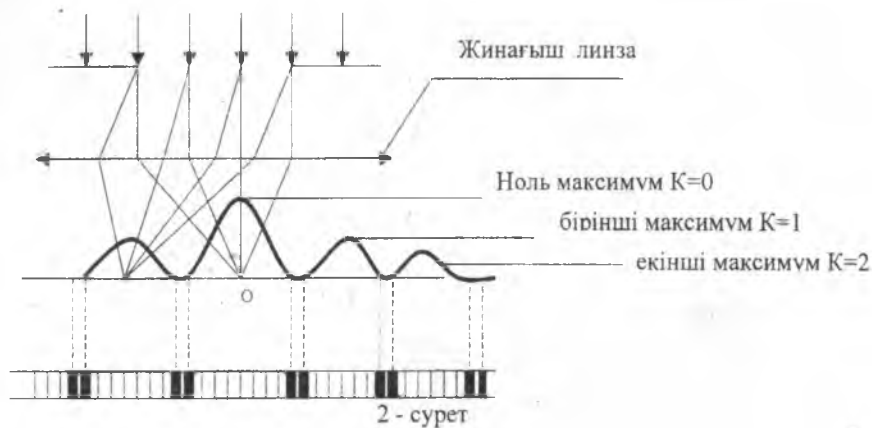
$$d \cdot \sin \gamma = K \cdot \lambda, \quad K=0,1,2,3,\dots; \quad (4)$$

Дифракциялық торды шыныдан немесе металдан жасайды. Шыны торды жасау үшін жұқа шыны пластинканың бетіне өте үшкір алмас кескішпен параллель сызықтар жүргізеді. Ол сызықтардың жиілігі әрбір 1мм-де 2000 ге дейін болады. Мұндағы сызықтар жарық өткізбейтін кедергінің міндетін, ал екі сызықтың арасындағы мөлдір орта саңылаудың міндетін атқарады. Саңылаулар саны - N .

Егер дифракциялық торға монохроматты емес жарық түссе, мысалы бірнеше жарық толқынынан құралған күндізгі жарық келіп түссе, онда әрбір жарық толқыны саңылаудан шыққанда өзінің толқын ұзындығына сай әртүрлі бұрышқа бұрылып, әртүрлі бағытта тарайды. $\sin \gamma = 0$ болғанда $K=0$ түскен сәуле өзгеріссіз өтеді де экранда "ноль" максимум жарықталынуы көрінеді. Бірінші ретті максимумда $K=1$ күлгін түсті сәуле максимумы, қызыл түстің максимумына карағанда орталық "ноль" максимумына жақын орналасады, ал басқа сәулелер максимумдары өз ретімен осы екі максимумдардың арасына орналасады. Түрлі түсті сәулелердің бірінші ретті максимумдар жиынтығын бірінші ретті дифракциялық спектр деп атайды. Бірінші ретті дифракциялық спектр екеу болады, олар "ноль" максимумының екі жағына симметриялы орналасады, ал $K=1,2,3,\dots$ санына байланысты дифракциялық спектрлерді бірінші, екінші, үшінші ретті дифракциялық спектрлер деп атайды. Дифракциялық торға келіп түскен жарық толқындарының ұзындығы әртүрлі болғандықтан дифракциялық тордың ажыратқыш қабілеті анықталады

$$\frac{\lambda}{\Delta \lambda} = K \cdot N \quad (5)$$

Бұл лабораториялық жұмыс дифракциялық тордың көмегімен γ бұрышын өлшеу арқылы әр түсті жарық толқындарының ұзындықтарын анықтауға арналған.



Тәжірибе жұмысы

Жұмыстың мақсаты:

Дифракция торының көмегімен жарық толқын ұзындықтарын анықтау.

1. Дифракциялық тор мен жарық көзінің арасын "У" қашықтыққа орналастырамыз

2. "Ноль" максимумының екі жағындағы симметриялы $K=1,2,3$ - ретті дифракциялық спектрлерді табу керек.

3. Күлгін, жасыл және қызыл сәулелер үшін толқындарының "ноль" максимумы мен оның оң жағындағы бірінші ретті максимум арақашықтығын X_1 және оның сол жағындағы бірінші ретті максимум мен арақашықтығын X_2 сызғышпен өлшеу керек. Одан кейін мына өрнектер бойынша:

$$\bar{X} = \frac{(X_1 + X_2)}{2}, \quad \text{tgy} = \frac{x}{y}, \quad \gamma = \text{arctg} \frac{x}{y},$$

γ - ді есептеу керек. Әрбір толқын ұзындығын есептегенде "У"-тің шамасын үш рет өзгертіп отырады.

4. Дифракциялық тор тұрақтысы $d=0,01$ мм болғанда, γ мөндері бойынша әрбір толқын ұзындығы мына өрнектермен анықталады

$$\lambda = \frac{d \cdot \sin \arctg \frac{x}{y}}{K}$$

5. Сенім ықтималдығының тандап алынған мәні бойынша күлгін, жасыл, қызыл түсті сәулелердің табылған толқын ұзындықтарының сенімділік шекарасын $\Delta\lambda$ есептейміз.

Тексеру сұрақтары

1. Дифракция құбылысы дегеніміз не? Оған қалай көз жеткізуге болады.
2. Гюйгенс-Френель принципі қандай?
3. Бір санылаудағы дифракцияны түсіндір.
4. Дифракциялық тор, оны пайдалану жолдары.

Пайдаланған әдебиеттер

1. Ландсберг Г.С. Оптика, М.: Наука, 1976.
2. Трофимова Т.И. Курс физики, М.: Высш. шк. 1985.
3. Савельев В.С. Курс общей физики. Т.3.

№ 80 ЛАБОРАТОРИЯЛЫҚ ЖҰМЫС

Микроскопты пайдаланып шыны пластинканың сыну көрсеткішін анықтау

Изотропиялық екі мөлдір ортаның шекарасындағы сәуленің шағылу және сыну заңдары

Изотропия - ортаның /дененің/ физикалық қасиетін көрсететін шамалардың барлық бағытта да бірдей болуы.

Екі мөлдір ортаны, мысалы, ауа мен шыныны, бөліп тұрған жазықтыққа MM /1-сурет/, бірінші орта /ауа/ арқылы, түскен сәуле шоғының бір бөлігі сол жазықтықтан шағылады да, екінші бөлігі сол жазықтық арқылы екінші ортаға өткенде өзінің алғашқы таралу бағытын өзгертеді. Жарық сәулесінің бірінші ортадан екінші ортаға өткенде өзінің таралу бағытын өзгертуін жарықтың сынуы деп атайды. Түскен сәуле SO мен түсу нүктесінде жазықтыққа тұрғызылған нормаль NN арасындағы бұрыш α түсу бұрышы деп аталады. Шағылған сәуле OS_1 мен нормаль арасындағы бұрыш α' шағылу бұрышы, ал сынған сәуле OS_2 мен нормаль арасындағы бұрыш β сыну бұрышы делінеді.

Жарықтың шағылу заңдары:

1. Түскен сәуле, шағылған сәуле және түсу нүктесінде шекара жазықтығына тұрғызылған нормаль бір жазықтықта жатады.
2. Сәуленің түсу бұрышы шағылу бұрышына тең $\alpha = \alpha'$.

Жарықтың сыну заңдары:

1. Түскен сәуле, сынған сәуле және түсу нүктесінде шекара жазықтығына тұрғызылған нормаль бір жазықтықта жатады.
2. Түсу бұрышы мен сыну бұрышының арасында мынандай байланыс бар:

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta, \quad (1)$$

мұнда n_1 n_2 - бірінші және екінші орталардың абсолют сыну көрсеткіштері.

(1)-өрнекті бізге берілген орталар үшін түрлендіріп жазайық:

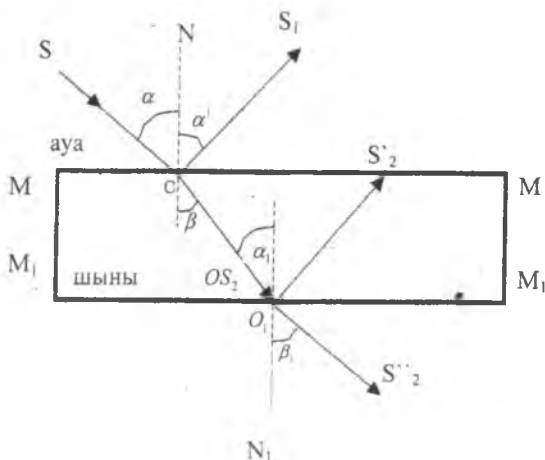
$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{n_{\text{шыны}}}{n_{\text{ауа}}} = n_{\text{ш/а}} = \text{const},$$

Изотропиялық екі орта үшін түсу бұрышы синусының сыну бұрышы синусына қатынасы - тұрақты шама.

Бұл шама сәуленің түсу бұрышының өзгеруіне тәуелді емес, тек екі мөлдір ортаның оптикалық қасиеттеріне байланысты. Бұл қасиет оптикалық тығыздық деп аталады.

Түсу бұрышы синусының сыну бұрышы синусына қатынасын екінші ортаның /шынының/ бірінші ортамен /ауамен/ салыстырғандағы салыстырмалы сыну көрсеткіші деп айтады.

$$n_{\text{ш/а}} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}.$$



1 - сурет

Шынының ішіндегі сынған сәуле OS , M_1M жазықтығына келіп түседі. Оның бір бөлігі осы жазықтықтан шағылысады $O_1 S_2$, ал екінші бөлігі осы жазықтық арқылы ауаға өтіп сынады $O_1 S_1''$ да алғашқы сәулеге SO параллель бағытталады. Бұл сәуленің OS_2 шыныдан ауаға өткендегі түсу бұрышы α_1 , ал сыну бұрышы β_1 болады. 1 - суреттен $\angle \beta = \angle \alpha_1, \angle \alpha = \angle \beta_1$ екеніне көз жеткізу қиын емес.

Сәуле шыныдан қайта ауаға өткен кезде шынының ауамен салыстырғандағы сыну көрсеткіші сыну бұрышының синусының түсу бұрышының синусына қатынасына тең.

$$n_{\text{ауа}} = \frac{\sin \beta_1}{\sin \alpha_1}. \quad (2)$$

Шынының оптикалық тығыздығы ауаның оптикалық тығыздығынан жоғары. Оптикалық тығыздық D деп жарық өткізу коэффициентінің τ кері шамасының ондық логарифмін айтады:

$$D = \lg \left(\frac{1}{\tau} \right). \quad (3)$$

Жарық өткізу коэффициенті τ деп мөлдір ортадан шыққан жарық ағынының F сол ортаға алғаш келіп түскен жарық ағынына F_0 қатынасын айтады:

$$\tau = \frac{F}{F_0}. \quad (4)$$

Салыстырмалы сыну көрсеткішін анықтаған кезде түскен сәуленің қай ортадан қай ортаға өткенін ескеру керек. Сәуле оптикалық тығыздығы аз ортадан оптикалық тығыздығы көп ортаға өткенде сыну бұрышы түсу бұрышынан кіші $\angle \beta < \angle \alpha$, сәуле оптикалық тығыздығы жоғары ортадан оптикалық тығыздығы аз ортаға өткенде сыну бұрышы түсу бұрышынан үлкен $\angle \beta_1 > \angle \alpha_1$. Мөлдір ортаның вакууммен салыстырғандағы сыну көрсеткішін осы ортаның абсолют сыну көрсеткіші деп атайды. Ортаның абсолют сыну көрсеткіші неғұрлым көп болса, оның оптикалық тығыздығы да жоғары.

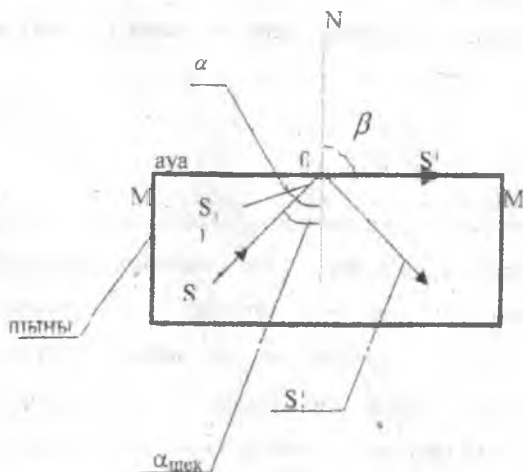
Жарықтың әртүрлі мөлдір ортадағы таралу жылдамдығы әртүрлі. Оптикалық тығыздығы жоғары ортада жарықтың таралу жылдамдығы төмен.

Жарықтың толқындық теориясы бойынша салыстырмалы сыну көрсеткіші жарықтың бірінші ортадағы /ауа/ таралу жылдамдығының екінші ортадағы /шыны/ таралу жылдамдығына қатынасына тең. Салыстырмалы сыну көрсеткіші жарықтың бірінші ортадағы таралу жылдамдығының v_1 екінші ортадағы таралу жылдамдығынан v_2 неше есе артық екенін көрсететін шама.

$$n_{2,1} = n_{ш/а} = \frac{v_1}{v_2} \quad (5)$$

Егер жарық сәулесі SO оптикалық тығыздығы жоғары ортадан /шыныдан/ оптикалық тығыздығы төмен ортаға /ауаға/ өткенде, сыну бұрышы β түсу бұрышынан α үлкен болады. Осы жағдайда түсу бұрышының шамасын біртіндеп ұлғайтсақ бұл бұрыш бір шекке жеткенде $\alpha = \alpha_{\text{шек}} < 90^\circ$ сыну бұрышы 90° -ка теңеледі ($\beta = 90^\circ$) де, сыяған сәуле шекара жазықтығы бетімен сырғанап бағытталады /2-сурет/ OS'.

Түсу бұрышының α шамасы $\alpha_{\text{шек}}$ шамасынан үлкен болғанда $\alpha > \alpha_{\text{шек}}$ сыяған сәуле болмайды.



2 - сурет

Бірінші ортадағы түскен сәуле S_1O бөліну шекарасынан MM толық шағылады OS_1 , екінші ортаға таралмайды. Бұл құбылыс сәуленің толық ішкі шағылуы деп аталады.

Шек бұрышы $\alpha_{\text{шек}}$ мына өрнекпен анықталады:

$$n_{1/2} = \frac{\sin \alpha_{\text{шек}}}{\sin \beta}, \quad \sin \beta = \sin 90^\circ = 1,$$

$$\sin \alpha_{\text{шек}} = n_{2/1} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (6)$$

мұнда: $n_{2/1}$ - екінші ортаның бірінші ортамен салыстырғандағы сыну көрсеткіші.

Лабораторияда шынының сыну көрсеткішін анықтау үшін жазық - параллель шыны пластинка алып екі жақ бетіне сызаттар жүргізіледі. Микроскоппен қарағанда сызаттың үстіңгі бетке не астыңғы бетке жүргізілгенін жеңіл анықтау үшін сызатты бір бетіне көлденең, ал екінші бетіне сызатты тік, өзара қиылыстыра жүргізу қолайлы.

Шыны пластинканың сыну көрсеткішін микроскоптың көмегімен анықтау үшін, тығыздығы жоғары ортадан тығыздығы төменгі ортаға өткен сәуленің сыну заңдылығын пайдаланамыз /3-сурет/.

Жарық көзінен S шыққан сәуле SO - OC шынының C нүктесінде M_1M_1 жазықтығынан шағылысып CB/V нүктесінде сынады да ауаға таралады.

Шынының беттеріне жүргізілген үстіңгі сызат A нүктесі арқылы, ал төменгі сызат C нүктесі арқылы өтеді. Сынған сәуле $CB-BS_1$ төменгі сызаттың C нүктесінің нақты кескінін тасымалдаушы. Бақылаушы адам BS_1 сәулесінің жолына орналастырылған микроскоп арқылы қараған кезде астыңғы сызатта жатқан C нүктесінің кескінін BS_1 сәулесінің кері созындысының BC_1

нормальмен NN кыбылысу нүктесінен C_1 көреді. Бұл нүкте $/C_1/$ C нүктесінің жалған кескіні болады.

Микроскопты алдымен шынының A нүктесі жатқан үстіңгі сызатына дәлдеп алып, одан кейін астыңғы сызаттың C нүктесі анық көрінгенше микроскоптың тубусын төмен түсіреміз. Біз микроскоп арқылы C нүктесін емес, оның C_1 кескінін ғана көргендіктен тубусты шындығында AC қалыңдығына емес AC_1 қалыңдығына төмендетеді екенбіз. Пластинканың шын қалыңдығы $d=AC$, ал жорамал қалыңдығы $d_1=AC_1$ болады.

Микроскоптың тубусы арқылы өте жіңішке сәуле шоғы өтетін болғандықтан α , β_1 бұрыштары өте аз шамалар. Тригонометриядан егер тік бұрышты үшбұрыштың бір бұрышы α өте аз шама болса, онда сол бұрышқа іргелес жатқан катет пен гипотенузаның ұзындықтары да шамалас болады.

Олай болса α бұрышының синусы мен тангенсі де жуықтас.

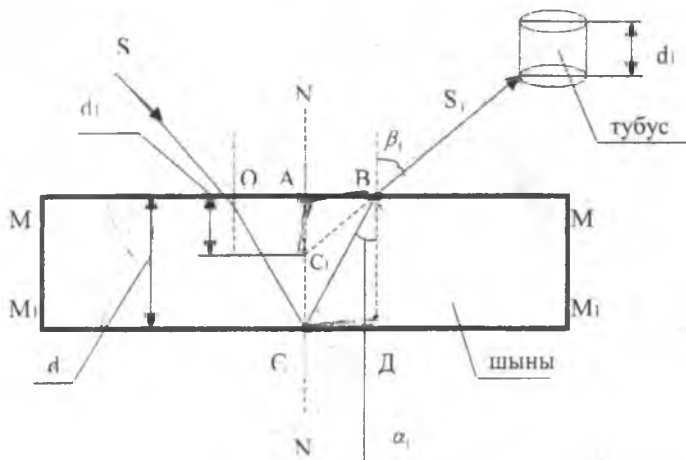
Шынының ауамен салыстырғандағы сыну көрсеткіші $/2/$ өрнек бойынша төмендегіше табылады:

$$n_{u/a} = \frac{\sin \beta_1}{\sin \alpha} = \frac{\operatorname{tg} \beta_1}{\operatorname{tg} \alpha} = \left(\frac{AB \cdot CD}{AC_1 \cdot BD} \right) = \frac{AB}{AC_1} \cdot \frac{CD}{BD} = \frac{BD}{AC_1},$$

себебі $AB = CD$, егер $BD = d$, $AC_1 = d_1$ болса,

$$n_{u/a} = \frac{d}{d_1}. \quad (7)$$

Шынының сыну көрсеткіші пластинканың шын қалыңдығын d оның жорамал қалыңдығына d_1 бөлгенге тең.



3 - сурет

Пластинканың шын қалыңдығы микрометрмен өлшенеді. Пластинканың жорамал қалыңдығы микроскопты пластинканың әуелі үстіңгі сызатына, содан кейін астыңғы сызатына дәлдеген кездердегі микроскоптың микрометрлік бұрандасының көрсетулерінің айырмасына тең.

Микроскоптың микрометрлік бұрандасының жиегінде көрсеткіші бар, ол қозғалмайтын дөңгелекке салынған сызықшаны жанай айналады.

Микроскопты үстіңгі сызат анық көрінетіндей етіп дәлдегеннен кейін, сызықшаға қарсы тұрған микрометрлік бұранданың дөңгелегіндегі бөлікті K_1 жазып алады. Бұдан кейін микрометрлік бұранданы айналдырып микроскоптың тубусын астыңғы сызат анық көрінгенше төмендетеді. Тубусты төмен түсірген кездегі бұранданың толық айналым санын m және сызықшаға қарсы келіп тоқтаған бөлікті K_2 жазып алады.

Бұранданың дөңгелегін бір айналдырғандағы тубустың төмен жылжуының адымының биіктігі S болса, бұранда дөңгелегінің бөліктерінің толық саны N болса, дөңгелектің әр бөліктерінің құны $Z=S/N$ тең.

Лабораториялық жұмыстағы бұrandаның адымы $S=0,1\text{мм}$. Бұrandа дөңгелегінің бір айналымы тубусты $m \cdot S$ төмен түсіреді, ал бұrandа дөңгелегінің бөліктерінің айырмасы $K_2 - K_1$ тубусты қосымша $(K_2 - K_1) \cdot Z$ төмендетеді.

Микроскоптың тубусының биіктігінің өзгеруі шыны пластинканың жорамал қалыңдығының шамасына тең:

$$d_1 = m \cdot S + (K_2 - K_1) \cdot Z \quad (8)$$

Жұмысты орындаудың тәртібі

1. Микрометрмен пластинканың сызаттарға жақын тұсының қалыңдығын өлшеуіміз керек.

2. Шыныға жүргізілген сызаттардың қиылысу нүктесі микроскоптың көру алаңында жататындай етіп пластинканы микроскоптың үстелшесіне орналастырамыз.

3. Микроскопты үстіңгі сызатқа дәл бағыттап анық кескінін табады да, бұrandа дөңгелегінің сызықшаға қарсы келген бөлігін K_1 жазып аламыз.

4. Микрометрлік бұrandаның дөңгелегін айналдырып микроскопты төменгі сызаттың анық кескініне дәлдейді. Дәлдеу кезінде бұrandаның дөңгелегінің толық айналым санын m санап отырады және сызықшаға қарсы келіп тоқтаған дөңгелектің бөлігін K_2 жазып аламыз.

5. Тәжірибені 10 рет қайталайды. Алынған мәндерді төменгі кестеге жазады. Әрбір тәжірибе кезінде алынған d , d_1 шамаларын (7) өрнекке қойып, сыну көрсеткіштерінің бірнеше мәндерін табамыз.

6. Берілген сенім ықтималдылығы шамасына сай табылған сыну көрсеткішінің сенім ауытқуын есептейміз.

N/N	d	m	K ₁	K ₂	d ₁	$N = \frac{d}{d_1}$	\bar{n}	$n - \bar{n}$	$S_{\bar{n}}$	Δn	$n = \bar{n} + \Delta n$
1											
2											
3											
4											
5											
6											
7											
8											
9											
10											

Бакылау сұрақтары

- 1.Изотропиялық мөлдір ортаның қасиеті қандай?
- 2.Сәуленің түсу және шағылу бұрыштары.
- 3.Жарықтың шағылу заңдары.
- 4.Сәуленің түсу және сыну бұрыштары.
- 5.Жарықтың сыну заңдары.
- 6.Ортаның салыстырмалы сыну көрсеткіші.
- 7.Ортаның абсолют сыну көрсеткіші.
- 8.Ортаның салыстырмалы сыну көрсеткіші мен сол ортадағы жарықтың таралу жылдамдығы арасындағы байланыс.
- 9.Ортаның жарық өткізу коэффициенті мен оптикалық тығыздығы арасындағы байланыс.
- 10.Сәуленің оптикалық тығыздығы жоғары ортадан оптикалық тығыздығы төмен ортаға өтуіндегі түсу және сыну бұрыштары.
- 11.Сәуленің толық ішкі шағылуы.

12.Тәжірибедегі шынының сыну көрсеткішін анықтайтын өрнекті қорытып шығару.

13.Шыны пластинканың жорамал қалыңдығын есептеу.

Пайдаланған әдебиеттер

1. Абдуллаев Ж. Жалпы физика курсы, Алматы: Ана тілі, 1991.
2. Трофимова Т.И. Курс физики, М.: Высш. шк. 1985.
3. Физический практикум / Под ред. проф. Ивероновой В.И. М.:1953
4. Фриш С.Э и Тиморева А.В. Курс общей физики. Т.3. М.: Высш. шк. 1959.
5. Зисман Г.А и Тодес О.М. Курс общей физики. Т.3. М.: Наука, 1972
6. Ландсберг Г.С. Оптика, М-Л. 1952

Жылулық сәулешығарғыштық

Денені қоршаған ортаның температурасынан жоғары температураға қыздырсақ, ол төңірегіне толқын ұзындығы әртүрлі электромагниттік толқын түрінде сәуле /жарық/ шығарады. Бұл жылулық сәулешығарғыштық делінеді. Кез келген жылулық сәуле шығару кезінде дененің энергиясы кемиді. Сәулешығару процесі дененің ішкі энергиясының немесе дененің сырттан алынған энергиясының азайуы есебінен жүреді.

Сәулешығарудың негізгі сипаттамалары

Дененің жылулық сәулешығаруы негізгі екі шамалар арқылы сипатталады:

а) сәуле шығарудың интегралдық қарқыны /интенсивность/. Ол бірлік беттің бірлік уақыт ішінде шығарған сәулесінің барлық толқын ұзындықтарының интервалы шығарған энергиясымен ($E_{ш}$) өлшенетін шама;

$$J_T = \frac{(E_{ш})}{S} \text{ (Дж/м} \cdot \text{м}^2\text{с)}; \quad (1)$$

б) сәулешығарудың монохроматты /дифференциалды - жекеленген/ қарқыны (J_λ). Ол - бірлік беттің бірлік уақыт ішінде шығарған сәулесінің бірлік толқын ұзындығының интервалы шығарған энергиясымен (dE_λ) өлшенетін шама.

$$J_\lambda = \frac{(dE_\lambda)}{d\lambda \cdot S} \text{ (Дж/м} \cdot \text{м}^2\text{с)}, \quad (2)$$

J_λ шамасы сәулешығарғыштық қабілеті деп те аталады (1) және (2) өрнектерден интегралды және монохроматты қарқындардың арасындағы байланысты аламыз:

$$J_T = \int_0^\infty J_\lambda d\lambda. \quad (3)$$

Толқын ұзындығының интервалы $\lambda - (\lambda + d\lambda)$ болатын монохроматты жарық дененің бетіне түскенде, оның энергиясының $(E_{\lambda_{\text{түс}}})$ бір бөлігі $(E_{\lambda_{\text{шағ}}})$ шағылады, ал бір бөлігі $(E_{\lambda_{\text{жүт}}})$ жұтылады.

Энергияның айналу және сақталу заңы бойынша:

$$E_{\lambda_{\text{түс}}} = E_{\lambda_{\text{шағ}}} + E_{\lambda_{\text{жүт}}} \quad (4)$$

Теңдіктің екі жағын $E_{\lambda_{\text{түс}}}$ бөлеміз

$$E_{\lambda_{\text{шағ}}} / E_{\lambda_{\text{түс}}} + E_{\lambda_{\text{жүт}}} / E_{\lambda_{\text{түс}}} = 1. \quad (5)$$

$E_{\lambda_{\text{жүт}}} / E_{\lambda_{\text{түс}}} = \alpha(\lambda, T)$ деп белгілеп, дененің сәулені жұту қабілеті деп, $E_{\lambda_{\text{шағ}}} / E_{\lambda_{\text{түс}}} = r(\lambda, T)$ дененің сәуле шағылдыру қабілеті деп аталады.

Дененің сәуле жұту қабілеті денеге $\lambda - (\lambda + d\lambda)$ интервалмен түскен сәуленің энергиясының қандай бөлігінің жұтылатынын көрсетеді.

Өзінің бетіне түскен жарық энергиясын толық жұтатын дене абсолют кара дене деп аталады. Абсолют кара денелерден шағылған энергия $E_{\lambda_{\text{шағ}}} = 0$, яғни $\alpha(\lambda, T) = 1$. Табиғатта абсолютты кара дене жоқ.

Кейбір заттардың мысалы, көмір, кара барқыт абсолют кара денеге жакын, бұлардың $\alpha(\lambda, T) < 1$.

Жылулық сәулешығару заңдары

Сәуле шығарудың монохроматты қарқындылығының дененің сәулені жұту қабілетіне қатынасы берілген температура мен берілген толқын ұзындықтары үшін тұрақты шама. Бұл тұжырым Кирхгоф заңы делінеді

$$\frac{J(\lambda, T)}{\alpha(\lambda, T)} = \varepsilon(\lambda, T) = \text{const} \quad (6)$$

Олай болса, дене өзі қандай сәуле шығарса, сондай сәулені жұтады немесе керісінше. Тұрақты шама дененің табиғатына байланысты емес, тек толқын ұзындығы мен температураның функциясы. Абсолют кара дене үшін $\alpha(\lambda, T) = 1$ болса, онда $J(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T)$. Бұдан $\varepsilon(\lambda, T)$ шамасы абсолют кара дененің сәулешығаруының монохроматты қарқындылығы екенің көреміз.

Баска денелер үшін $\alpha(\lambda, T) < 1$,

$$J(\lambda, T) = \alpha(\lambda, T) \cdot \varepsilon(\lambda, T).$$

Кванттық физиканың гипотезалық сәулешығаруына сүйеніп Планк статистикалық физиканың әдістері арқылы, мына өрнекті дәлелдеді

$$\varepsilon(\lambda, T) = \left(\frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \right) \cdot \left(\frac{1}{e^{hc/\lambda T} - 1} \right), \quad (7)$$

мұнда h - Планк тұрақтысы;

k - Больцман тұрақтысы;

c - жарық жылдамдығының өлшем бірлігі.

(3) және (5) теңдеулерді бірге шеше отырып Планк өрнегін (7) толқын ұзындығының барлық интервалы бойынша интегралдап мына өрнекті аламыз:

$$J(T) = \int_0^{\infty} \varepsilon(\lambda, T) \cdot d\lambda = ((2\pi^5 K^4)/(15c^2 h^3)) \cdot (T^4)$$

немесе $J(T) = \delta T^4$. (8)

Абсолют кара дененің $1c$ уақыт ішіндегі шығарған сәулесінің толық энергиясы сол дененің абсолют температурасының төртінші дәрежесіне тура пропорционал. Бұл Стефон-Больцман заңы делінеді.

$$\delta = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Дж}/(\text{м}^2 \text{сК}^4).$$

Абсолют кара дененің температурасы T_1 болып, қоршаған ортаның температурасы T_2 болса, абсолют кара денелерден тұратын қоршаған ортаға беретін энергиясы (8) өрнек бойынша анықталады.

$$J(T) = J_1(T) - J_2(T) = \delta(T_1^4 - T_2^4). \quad (9)$$

Басқа денелердің сәуле шығарғыштығы осы заңдылыққа бағынды және олардың әрбір толқын ұзындығының сәулешығаруы абсолют кара денелердің сәуле шығаруынан $\alpha(\lambda, T)$ есе аз болады. Толық сәуле шығару өрнегі

$$J = \alpha_T \delta T^4. \quad (10)$$

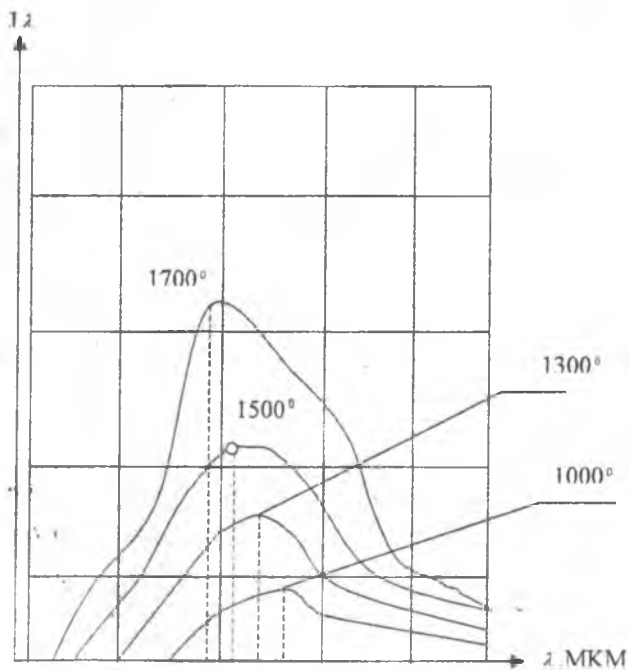
Планк өрнегінен сәуле шығарудың жіктелуінің толқын ұзындығына байланысты екенін қорытуға болады. Сәуле шығарудың максимум қарқындылығы мына шарт бойынша анықталады: $d\varepsilon(\lambda, T)/d\lambda = 0$, бұл мына өрнекке әкеледі:

$$\lambda_{\max} = C/T \text{ және } J_{\lambda, \max} = C_1 T^5, \quad C, C_1 - \text{ тұрақты сандар.}$$

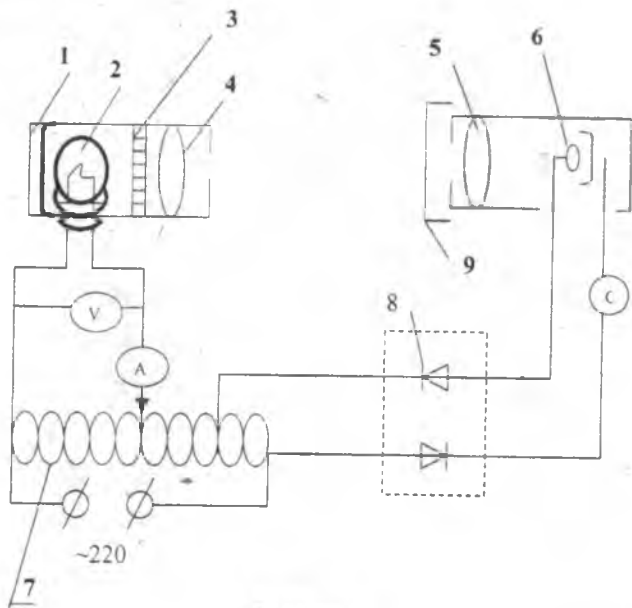
Сәуле шығарудың максимум қарқындылығы сай келетін толқын ұзындығы (λ_{\max}) температураға (T) кері пропорционал. Максимум сәуле шығару температура өскен сайын қысқа толқындарға қарай ығысады. Бұл Виннің I - заңы делінеді. $C = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ Мк}, C_1 = 1,29 \cdot 10^{-5} \text{ Вт/М}^3 \cdot \text{К}^5$.

Сәуле шығарудың ең жоғары қарқындылығы дененің абсолют температурасының бесінші дәрежесіне тура пропорционал. Бұл Виннің II - заңы делденеді.

Стефан-Больцман және Вин заңдарының графигі 1-суретте көрсетілген.



1 - сурет. Сәуле шығару қарқындылығы



2 - сурет

Тәжірибе жұмысы

Жұмыстың мақсаты:

Абсолют кара емес денелердің жарық шығарғыштығын зерттеу арқылы Стефан-Больцман тұрақтысын анықтау. Абсолют кара емес денеге электр шамының вольфрам қылы алынған.

Жұмыстың сұлбасы 2 - суретте көрсетілген. Электр шамының вольфрам қылынан /2/ шыққан жарық фильтр /3/ арқылы линзаға /4/ түсіп, одан әрі параллель сәулелер түрінде екінші объектив, линза /5/ арқылы фотоэлектрлік пирометрге ФЭП – 4 түседі. Пирометрден /6/ өткен ток күші вольфрам қылының қызу дәрежесіне тәуелді.

Сондықтан пирометрге жалғанған гальвометрдің шкаласы Цельсийи шкаласына ауыстырылғандықтан, гальвометр ток күшін емес вольфрам

кылының кызу температурасын T / көрсетеді. Вольфрам қылдан өтетін ток күші I / амперметрмен, оның кернеуі U / вольтметрмен өлшенеді. Электр шамы ЛАТР /7/ арқылы ток көзіне /220В/ жалғанған. Пирометрге тұрақты ток көзі қажет болғандықтан, оны айнымалы тоқты түзеткіш / выпрямитель/ /8/ арқылы ЛАТР -ға жалғауға болады немесе жеке тұрақты ток көзіне жалғайды.

Егер қыздырылған вольфрам қылының температурасы T_1 электр тогының қуаты арқылы үнемі толтырылып отырылса $P = IU$, онда қылдың сыртқы ортаға тарататын энергиясы жылулық сәулешығару энергиясына айналады деп тұжырымдауға болады. Өйткені жылу өткізгіштік және конвекция арқылы жоғалатын энергияның шамасы өте аз болады. Егер ортаның немесе вольфрам қылының алғашқы температурасы /қыздырмай тұрғандығы/ T_2 болса, онда осы сәулешығару үшін энергияның сақталу заңын жазамыз: қыздырылған қылдың шығарған сәулесінің энергиясы $J_2 = \alpha \cdot \delta T_2^4 \cdot S$ электр тогының қуаты $P = IU$ / мен қыздырылғанға дейінгі қылдың энергиясының қосындысына тең :

$$J_2 = P + J_1 ;$$

$$\alpha \cdot \delta T_1^4 \cdot S = IU + \alpha \cdot \delta T_2^4 \cdot S \Rightarrow \alpha \cdot \delta S (T_1^4 - T_2^4) = IU \Rightarrow$$

$$\delta = IU / \alpha \cdot S (T_1^4 - T_2^4) \quad (\text{ВТ/М}^2\text{К}^4). \quad (12)$$

Тәжірибені орындау тәртібі :

1. Фотоэлектрлік термометрдің қақпағы (9) ашылып ЛАТР -дың тұтқасы "0" көрсеткішке қойылады.

2. Аспапты тумблер арқылы ток көзіне қосамыз, бұдан кейін сигнал шамы жанады.

3. ЛАТР-дың тұтқасын асықпай айналдырып приборға 90 Вольттан бастап 10 вольт сайын, 180 вольтқа /мыс: 90,100,110,.../ әртүрлі кернеу береміз және сөл кернеулерге сәйкес тоқты және температураны жазып аламыз.

4. Жазып алынған шамалар бойынша және (12) өрнекті пайдаланып 1- кестені толтырамыз, $\alpha_1 = 0,45$, $S = 2,20 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$,

мұнда S- сәуле шығарушының бетінің ауданы. $T_2=293\text{K}$.

5. Больцман тұрақтысының δ сенім интервалын $\Delta\delta$ анықтаймыз:

$$\Delta\delta = S_{\bar{\delta}} \cdot t_n; \quad S_{\bar{\delta}} = \sqrt{\frac{\sum(\bar{\delta} - \delta_i)^2}{n(n-1)}}; \quad \delta = \bar{\delta} \pm \Delta\delta.$$

6. Анықталған мәндерді 1 - кестеге жазамыз.

1-кесте

N/N	U,B	J,A	Γ_1,K	T_2,K	$\delta_1, \text{Вт/м}^2\text{K}^4$	$\delta_2, \text{Вт/м}^2\text{K}^4$	S_{δ}	$\Delta\delta$
1								
2								
3								
4								
5								
6								
7								
8								
9								
10								

Бакылау сұрактары

1. Жылулық сәуле шығарғыштық дегеніміз не?
2. Дененің сәуле шығарғыштық қабілеті дегеніміз не?
3. Дененің жүту және шағылдыру қабілеті дегеніміз не?
4. Сәулешығару қабілетінің дененің температурасы мен толқын ұзындығына тәуелділігі қандай?
5. Абсолют қара денеге қандай денелер жатады?
6. Кирхгоф, Стефан-Больцман, Вин I, II заңдарын түсіндіріңдер.
7. Стефан-Больцман, Вин тұрақты сандарының физикалық мәнін айтыңдар.

Пайдаланған әдебиеттер

1. Абдуллаев Ж. Физика курсы, Алматы: Білім, 1994. 251-257-б.
2. Зисман Г. А. Тодес С. М. Курс общей физики. Т.3. М.: Наука, 1972. 302- б.
3. Трофимова Т. И. Курс физики, М.: Высш. шк. 1985. 292-295-б.

Мазмұны

№64 Лабораториялық жұмыс. Сыртқы фотоэффект құбылысын зерделеу.....	3
№65 Лабораториялық жұмыс. Гелий-Неон (He-Ne) лазерінің ерекшелігін зерттеу.....	13
№68 Лабораториялық жұмыс. Жарық сәулесін шығару және жұту спектрлерін анықтау.....	24
№72 Лабораториялық жұмыс. Жарық дифракциясы құбылысын зерделеу.....	39
№80 Лабораториялық жұмыс. Микроскопты пайдаланып, шыны пластинканың сыну көрсеткішін анықтау.....	45
№102 Лабораториялық жұмыс. Стефан-Больцман тұрақтысын анықтау.....	55

ҚАРАЛДЫ
Физика кафедрасының
мәжілісінде
«20» мамыр 2003ж.
№13 хаттама
Кафедра меңгерушісі,
профессор
Смирнов Ю.М.

БЕКІТІЛДІ
ГЭФ әдістемелік
бюросында
«20» мамыр 2003 ж.
№13 хаттама
Әдістемелік бюроның
төрағасы Т.Ғ.У.
Жаров С.В.

Физиканың лабораториялық жұмыстары

Толқындық және кванттық оптика бөлімі бойынша
студенттерге арналған әдістемелік нұсқаулар

I-бөлім



Құрастырғандар: Рақым Қ.Р.
Биімбетова Г.М.

Редакторы Сагадиева К.К.

Басуға қол қойылды «15» 07. 2003 ж.
Пішімі 60x90/16 Таралымы 200 дана.
Есептік баспа табағы 4,0 Тапсырыс № 2763
Бағасы келісімді