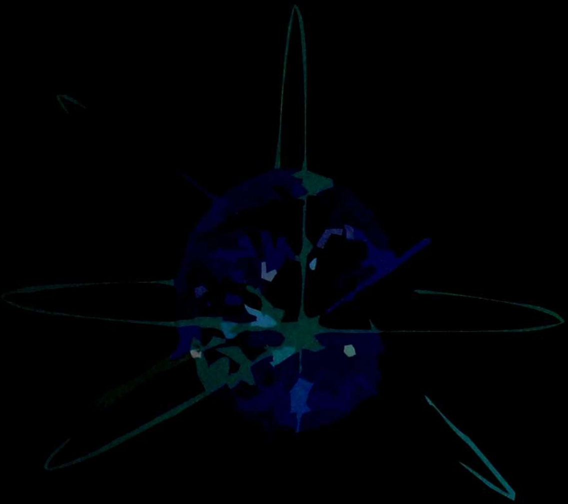
Д. А. Асанбаева, Р. Д. Джапаров

Физика курсу

2 том



УДК 53 (075.8)
ББК 22.3
Д 12

Кыргыз Республикасындагы **Билим берүү жана илим министрликтин** базалык жогорку окуу жайы **Кыргызстан-Россия Славян университетинин (КРСУнун) окуу-усулдук бирикмесинин чечими менен басууга сунушталды.**

Джапаров Р.Д., Асанбаева Д.А.
Д 12 **Физика курсу: 2 том: Электричество. Магнетизм. Оптика. Кванттык физика**. Окуу китеби. / Б.: 2017. – 336 б.

ISBN 978-9967-467-70-5

Бул окуу китеп жогорку кесиптик билим берүүнүн мамлекеттик стандарттын талабына ылайыктап жазылды. Китепте физика курсунун экинчи бөлүмү болгон электричествонун, магнетизмдин, оптиканын жана кванттык физиканын негизги закондорунун жана түшүнүктөрүнүн физикалык маанисин түшүндүрүүгө көбүрөөк аракет жасалды. Ушул физикалык кубулуштардын закондорун заттарды өздөштүрүүдө колдонуусуна дайыма көңүл бурулду.

Бул окуу китеби студенттерге, окутуучуларга, мугалимдерге, илимий кызматкерлерге, инженерлерге, технологдорго, билимин өркүндөтүүчүлөргө жана физикага кызыккандарга арналат.

Д 1604000000-17

УДК 53 (075.8)
ББК 22.3

ISBN 978-9967-467-70-5

© Джапаров Р.Д., Асанбаева Д.А., 2017
© КР Билим берүү жана илим министрлиги, 2017

Алгы сөз

Физиканын толук курсун кыргызча жазыш үчүн ага тиешелүү баардык физикалык атамалардын (терминдердин) мамлекеттик тилде аталыштарын билүү зарыл. Ушул максатта, кыргыз тили мамлекеттик тил укугун (статусун) алгандан (1989 ж.) он жылдан кийин *(1999 ж.) "Физикалык терминдердин (атамалардын) орусча-кыргызча, кыргызча-орусча сөздүгүн"* Кыргыз улуттук академиянын "Физика институттун" сунушу боюнча жана "Тил институттун" "Лексикология жана терминология" бөлүмүндө редакцияланган соң *"Илим" басмасында жарыкка чыгардык. Бул сөздүк физиканын толук курсун мамлекеттик тилде жазып чыгууга өбөлгө түздү.*

Жогорку техникалык окуу жайлардын (ЖТОЖдын) студенттери жана окутуучулары үчүн кыргыз тилинде жазылган физиканын толук курсу жетиштүү санда али чыга элек. Ушуну эске алып "Физика курсунун" биринчи бөлүгү (том 1, механика, термодинамика жана молекулалык физика) *2011 жылы "Текник" басма борборунда жарыкка чыгарганбыз жана 2013 жылы кайрадан басылып чыгарылган.*

"Физика курсу" (ЖТОЖы) үчүн көбүнчө үч том көлөмүндө жазылчу. Акыркы үч жылдан бери Кыргыз жогоку окуу жайлары бакалавр системасына толук өтүштү, б.а. ЖТОЖда физика курсу эки гана семестр окулуп калды. Ошондуктан ЖТОЖдын *студенттери үчүн физика курсун эки том колөмүндө гана жазуу зарылдыгы пайда болду.*

Окуучуларга сунушталып жаткан *бул жаңы окуу китеби "Физика курсунун" экинчи бөлүгүн (том 2, электричествону, магнетизмди, оптиканы жана кванттык физиканы) өз ичине камтыйт.*

Кыргыз эли көчмөндүк турумушунда сансыз көп табият кубулуштарын өз эне тилинде айтып келишкен. Физика жаратылыш кубулуштарын өздөштүрөт. Натыйжада, *көптөгөн физикалык кубулуштарды кыргыз эли байыртан эле кыргызча айтып жүрүшкөн. Ошондуктан физиканы кыргызча окутуу менен аны терең жана так өздөштүрүүгө мүмкүн.* Азыркы адис физиктер орусча окуп жана орусча физикалык терминдерди (атамаларды) көбүрөөк пайдаланып жазылган кыргызча физикалык адабияттарды колдонуп көнүшкөн эмеспи. Мындай адистерге түшүнүктүү болсун үчүн *кыргызча жаңы терминдердин (атамалардын) көнүмүш болгон орусча түрү кашаанын ичин-*

де берилди. Мисалы: электр агыны (тогу), дарман (потенциал), күчөнүү (резонанс), нукура (абсолюттук), бүртүктүүлүгү (дискретность), кошуюль (диполь), туюктама (циркуляция), коюлануу (конденсация), таасирленүү (индукция), таасирдениш (индуктивдүүлүк), магниттелиш (намагничивание), катталыш (интерференция), экиге ажырашуу (дифракция), уюлданышы (поляризацияланышы), жайылышы (дисперсиясы), бүртүктүк (кванттык), бүртүктөлүш (квантталыш), жыйыны (спектри), ашкере – (сверх –), өзөк (ядро), уяча (ячейка), кемтиктер (дефектер), тилке (зона), кошулма (примесь), тиймек (контакт), өзгөрүү (реакция), биригүү (синтез), ж.б.

Байыртан бери колдонулуп келген бул кыргыз сөздөрү физиканы эне тилинде кылдаттык менен терең жана так өздөштүрүүгө жардам берээри шексиз. Бирок калыптанып калган физикалык терминдерди (атамаларды) көбүрөөк колдондук, б.а. бул окуу китеп баардык окуучуларга жеткиликтүү болгондой кылып жазылды. Биринчи томдо пайдаланган методикалык ыкмалар колдонулду, мектептен белгилүү болгон түшүнүктөр эске алынды жана жаңы физикалык түшүнүктөр (кубулуштар) жеткиликтүү кылып берилди. Дайыма жөнөкөйдөн татаалга өтүү ыкмасы колдонулду.

Ар бир кубулуш сөз менен түшүндүрүлгөн соң, анын мүнөздөмөлөрү тиешелүү чоңдуктар менен белгиленди жана алардын ортосундагы байланыштар математикалык туюнтма (формула) түрүндө көрсөтүлдү. Кубулуштардын айрым жөнөкөй учурлары жалпыланды. Мисалы, бул окуу китептин биринчи бөлүгүндө электр кубулушунан магнетизмге өтүп, аларды жалпылап электромагниттик кубулуштар каралды. Андан ары электромагниттик кубулуштун бир учуру катарында "Оптика" каралды.

Экинчи томдун экинчи бөлүгүндө "Накта кара нерсенин" нурдануу кубулуштары, жарыктын кванттык касиеттери, кванттык механиканын элементтери, кванттык статистика, катуу заттар, жарым өткөргүчтөр, атомдук жана ядролук физикалар каралды.

Бүт китеп боюнча ар бир кубулушту түшүндүрүп бериш үчүн тиешелүү сүрөттөр колдонулду. Бул сүрөттөр жөнөкөйлөтүлүп берилди. Ар бир кубулушка тиешелүү түшүнүктөрдүн аныктамасы кара-кочкул тамга түрүндө жазылды. Дагы, баардык физикалык чоңдуктардын өлчөө бирдиктери берилди.

Ушул окуу китеби Кыргыз техникалык мамлекеттик университеттин студенттерин 50 жылга жакын окутууда топтолгон бай тажрыйбаларды жыйынтыктоонун негизинде жазылды.

Кол жазманы кылдаттык менен окушуп, тескеп чыгышкан жана баалуу кеңештерин беришкен профессорлор Э.М. Мамбетакуновка, Н.О. Мааткеримовко жана КРСУдеги ОУБнин "Физика жана астраномия" секциясынын төрагасы проф. В.М.Лелёвкинге, КТУнун проф. К.Т. Тургунбаевке жана КМТУнун "Физика" кафедра башчысы, проф. Р.Султаналиевага ыраазычылыгыбызды билдиребиз. Алардын сын пикирлери кол жазманы басмага даярдоодо эске алынды.

И.Раззаков ат. *КМТУнун ректору проф. Т.Б.Дүйшөналиевдин жана проректорлору проф. Т.Э. Сартов менен проф. Торобеков Б.Т. дун, КРнын Билим берүү жана илим министрлигинин КРСУдагы окуу-усулдук бирикмесинин төр агасы проф. К.И. Исаковдун, жана академик Х.А. Рахматулин ат. Токмоктогу техникалык институттун директору проф. Ж.М. Койчумановамын авторлорго койгон талаптары жана колдоолору бул окуу китептин жарыкка чыгышына себепкер* болгонун белгилейбиз.

Кол жазманы басмага даярдоодогу жардамы үчүн **Г.К. Орозакунова** менен **Г.М.Абитовага** рахматыбызды айтабыз.

I БӨЛҮК
ЭЛЕКТРИЧЕСТВО ЖАНА МАГНЕТИЗМ

I бап. БОШТУКТАГЫ ЭЛЕКТРОСТАТИКАЛЫК ТАЛАА

§ 1.1. Электрдик дүрмөт (заряд). Дүрмөттөрдүн бүртүктүгү (дискретность). Элементардык дүрмөт. Дүрмөттөрдүн сакталуу мыйзамы (закону)

Жаратылышта эки түрдүү дүрмөттөр (заряддар) кездешет. Оң дүрмөт "+" белги менен, ал эми терс дүрмөт "–" белги менен сүрөттөлөт. *Бирдей белгидеги дүрмөттүү нерселер түртүлүшөт, ал эми түрдүү белгиде дүрмөттөлгөн эки нерсе тартылышат.* Мисалы: эки нерсе тең оң (+) белгиде дүрмөттөлсө алар түртүлүшөт. Ошондой эле терс (–) белгиде дүрмөттөлгөн эки нерсе дагы түртүлүшөт. Ал эми эки нерсенин бири оң (+) белгидеги дүрмөт менен дүрмөттөлсө, экинчиси терс (–) белгидеги дүрмөт менен дүрмөттөлсө, бул эки нерсе бири-бирине тартылышат.

Жаратылыштагы нерселердин баардыгы эң майда бөлүкчөлөрдөн турат. Ал бөлүкчөлөр *элементардык бөлүкчөлөр* деп аталат жана алардын көпчүлүгү оң же терс дүрмөткө ээ. Булардын ичинен электрон менен протондун дүрмөттөрү сан жагынан бирдей жана дүрмөттөрү $1{,}6\cdot10^{-9}$ Кулонго (Кл) барабар, бирок *электрондун дүрмөтү терс (–) белгиге, ал эми протондуку оң (+) белгиге ээ.*

Заттар эң кичине бөлүкчө болгон *атомдордон турат*, ал эми *атомдор* бирдей сандагы *протондор жана электрондордон турат.* Демек оң жана терс дүрмөттөрү бирдей болгондуктан *атомдун жалпы дүрмөтү нөлгө барабар* болот жана дүрмөткө ээ эмес, *натыйжада атом нейтралдык бөлүкчө болуп эсептелет.*

Эгерде *нерсе тыштан электрондорду өзүнө тартып алса ал зат терс дүрмөткө* ээ болот. Ал эми *зат өзүнүн электрондорун сыртка* *чыгарып жиберсе ал зат оң дүрмөткө ээ болот. Оң дүрмөттөлгөн протондор атомдун өзөгүндө (ядросунда) жайланышкандыктан протондор нерсе дүрмөттөлгөндө кыймылга катышбайт.* Электрондор атомдун өзөгүнүн (ядросунун) айланасында айланып жүргөндүктөн нерсени дүрмөттөгөндө ал нерседен оңой чыгарыла алат же тыштагы электронду ал нерсе өзүнө тартып ала алат. Ошентип дүрмөттөлүүдө электрондор *нерседе электрондордун саны менен протондордун саны бирдей болсо ал зат дүрмөттөлбөгөн (нейтральный) болот.* Эгерде нерседе электрондордун саны протондордун санынан аз болсо ал нерсе оң дүрмөткө ээ. Ал эми нерседе электрондордун саны протондордун санынан көбүрөөк болсо, ал нерсе терс дүрмөткө ээ болот. Нерседеги дүрмөт (заряд) андагы электрондордун санына байланыштуу болгондуктан ар кандай эле нерсенин дүрмөтү (заряды) электрондордун дүрмөтүнөн бүтүн сан эсе чоң болот. Бул кубулуш *дүрмөттөрдүн бүртүктүүлүгү (дискретность)* деп аталат. Бүртүктүүлүктүн сындамасы (формуласы) төмөнкүдөй жазылат $Q = \pm N \cdot e$ (1.1.1), мында Q– бөлүкчөнүн (атомдун, молекуланын) дүрмөтү (заряды); электрондун(e^-) же протондун (e^+) дүрмөтү *элементардык дүрмөт* деп аталат, анткени мындан кичине дүрмөт жаратылышта болбойт, N– бүтүн сан, б.а. *N=1,2,3,…* ж.б. маанилерге ээ.

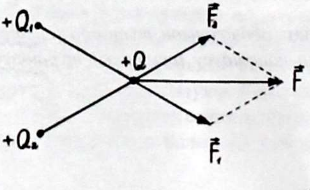
Эң акыркы назарият (теория) боюнча элементардык бөлүкчөлөр дүрмөтү электрондун дүрмөтүнөн үч эсе аз болгон *кварк* деген бөлүкчөлөрдөн турат. Алардын дүрмөтүнүн белгиси оң жана терс боло алат: $Q_k = \pm\frac{1}{3}e; \quad \pm\frac{2}{3}\mathring{a},$ мында e^- электрондун дүрмөтү. Бирок эркин түрдөгү кварктарды тажрыйбада табышкан жок, андыктан мындай назарият терең илимий мааниге ээ болгон жок.

Дүрмөттөрдүн сакталуу мыйзамы төмөнкү сындама (формула) түрүндө жазылат: $\sum_{i=1}^{n} Q_i = const$ (1.1.2).

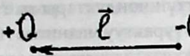
Бул мыйзам төмөнкүдөй окулат: *обочолонгон тутумда (системада) заттардын дүрмөттөрүнүн кошундусу (суммасы) турактуу болот.*

§ 1.2. Кулондун мыйзамы. Суперпозиция жобосу (принциби). Электрдик кошуюл (диполь)

Эки бирдей белгидеги дүрмөттөр (заряддар) түртүлүшөт, ал эми эки түрдүү белгидеги дүрмөттөр тартылышат. Ошол *эки дүрмөттүн өз ара аракеттенүү күчүнүн чоңдугун француз окумуштуусу Ш.Кулон (1785 ж.) аныктаган жана төмөнкүдөй (анын ысымы менен аталган) мыйзамды алган* $\vec{F} = k\dfrac{Q_1 \cdot Q_2}{r^2} \cdot \dfrac{\vec{r}}{r}$ (1.2.1), мында F – дүрмөттөрдүн өз ара аракеттенүү күчү; Q_1 жана Q_2 – чекиттик дүрмөттөр; r – бул дүрмөттөр ортосундагы аралык; $\dfrac{\vec{r}}{r}$ – бирдик вектор $(\vec{1})$; k – пропорция көбөйтмөсү (коэффициенти). Бирдиктердин эл аралык тутумунда (СИде) бул чоңдук $k = \dfrac{1}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}$ (1.2.2) барабар, мында ε_0 – *электрдик турактуусу,* анын сан мааниси $\varepsilon_0 = 8{,}854 \cdot 10^{-12}\,\dfrac{\Phi}{м}$; *ε – салыштырма диэлектриктик өтүмдүүлүк. Кулондун мыйзамы (1.2.1) чекиттик дүрмөттөр үчүн гана аткарылат.* Дүрмөттөлгөн нерсенин өлчөмү (диаметри D, узундугу l) ал нерседен өлчөө тутумунун (системасынын) башталышына чейинки аралыкка (r) караганда өтө кичине болсо, анда алар *чекиттик дүрмөттөр* болот. Эгерде дүрмөттөлгөн нерсенин өлчөмү чоң болсо, анда аны майда бөлүктөргө (ойдогудай) бөлүү керек. Мында чоң дүрмөттөлгөн нерсе чекиттик дүрмөттөрдүн тутумун (системасын) түзөт. *Бир чекиттик дүрмөттөлгөн нерсени, кыскартып, дүрмөт деп* эле *атай беребиз.* Бирок дүрмөт, өз алдынча, нерсесиз болбойт, нерсенин дүрмөтү болот. Эгерде бир дүрмөткө эки же андан көп дүрмөттөр таасир этип жатса, анда ал дүрмөткө таасир эткен жалпы күч *суперпозиция жобосу* (көз карандысыздык принциби) менен табылат (1.2.1-сүрөт).



1.2.1-сүрөт. Бир дүрмөткө $(+Q)$ эки дүрмөттүн $(+Q_1, +Q_2)$ таасир эткен күчтөрүн $(\vec{F}_1, \vec{F}_2)$ вектордук түрдө кошуу (суперпозиция жобосу).



1.2.2-сүрөт. Электрдик кошуюл (диполь).

Мында Q_1 – дүрмөтү Q дүрмөтүнө $\vec{F}_1$ – күчү менен аракет этсе, Q_2 – дүрмөтү Q дүрмөтүнө $\vec{F}_2$ – күч менен аракет кылат. Ал эми ал экөөнүн жалпы таасир эткен күчү $\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$ (1.2.3). Жалпы учурда көп күч таасир этсе бул (1.2.3) сындама (формула) төмөнкүдөй жазылат $\vec{F} = \sum_{i=0}^{N} \vec{F}_i$ (1.2.4), мында N чоңдугу Q дүрмөтүнө сырттан таасир эткен дүрмөттөрдүн санын көрсөтөт. Эки чекиттин дүрмөтүнүн белгилери карама каршы (“+”, “–”) болсо жана өтө жакын жайланышса, бул тутум (система) *электрдик кошуюл (диполь)* деп аталат (1.2.2-сүрөт).

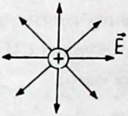
Электрдик кошуюл анын ийни $(\vec{l})$ менен мүнөздөлөт. *Кошуюлдун ийни $(\vec{l})$ терс дүрмөттөн оң дүрмөткө багытталган болот; $\vec{l}$ – кошуюлдун ийнинин вектору, багытталган (вектордук) чоңдук. Электрдик кошуюл электрдик учур ($\vec{P}_э$, момент) менен мүнөздөлөт:* $\vec{p}_э = Q \cdot \vec{l}$ (1.2.4). Электрдик учурдун СИ тутумундагы (системадагы) бирдиги: $[\vec{p}_э] = 1 Кл \cdot м$ (Кулон метр).

§ 1.3. Электрдик талаа. Талаанын чыңалышы. Чыңалыш күч сызыктары

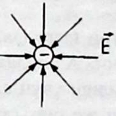
Ар кандай дүрмөттөлгөн (заряддалган) нерсенин айланасында электрдик талаа пайда болот. Ал талаа көзгө көрүнбөйт, андыктан талаанын бар экендигин билиш үчүн ал талаага коюлган *чекиттик дүрмөт (заряд)* же түртүлөт же тартылат. Мына ушундан бул жерде талаа бар экенин билебиз. Мындай дүрмөт *сынамык дүрмөт* деп аталат. Сынамык дүрмөткө Кулон күчү таасир этет, бирок ал күч сынамык дүрмөттүн чоңдугунан көз каранды болгондуктан өзгөрүп турат. *Андыктан электрдик талааны мүнөздөш үчүн талаанын чыңалышы деген физикалык чоңдук киргизилет.* Анын сындамасы (формуласы) төмөнкүдөй жазылат: $\vec{E} = \frac{\vec{F}}{Q}$ (1.3.1), мында $\vec{F}$ – Кулон күчү; Q – сынамык дүрмөт; $\vec{E}$ – электрдик талаанын чыңалышы. Талаанын берилген чекити үчүн күчтүн жана сынамык дүрмөттүн чоңдуктары ар түрдүү болгонуна карабастан талаанын чыңалышы туруктуу мааниге ээ болот. *Чыңалыштын аныктамасы* төмөнкүдөй окулат: *электр талаасынын берилген чекиттеги чыңалышы (E), ошол чекитте коюлган оң белгидеги бирдик дүрмөткө* ($Q = +1$) *таасир эткен күчтүн (F) чоңдугуна барабар. Чыңалыштын СИ тутумундагы* (системасындагы) *бирдиги:* $[E]=1\frac{В}{М}$, б.а. чыңалыштын бирдиги *бир Вольт бөлүнгөн метр.*

Электр талаасы көзгө көрүнбөгөндүктөн анын сүрөттөлүшү чыңалыштын $(\vec{E})$ күч сызыктары менен көрсөтүлөт. Оң чекиттик дүрмөттөн чыңалыш күч сызыктары чыгат жана чексизге багытталат (1.3.1а-сүрөт).

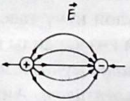
Ал эми терс белгидеги дүрмөткө чыңалыш күч сызыктары чексизден келип кирет (1.3.1.б-сүрөт). Эгерде оң дүрмөт менен терс дүрмөт жакын жайланышкан болсо, чыңалыш күч сызыктары оң дүрмөттөн чыгып терс дүрмөткө кирет (1.3.1.в-сүрөт).



1.3.1а-сүрөт. Оң чекиттик дүрмөттөн чыккан чыңалыш күч сызыктары чексизге багытталат.



1.3.1б-сүрөт. Чексизден келген чыңалыш күч сызыктары терс дүрмөткө кирет.



1.3.1в-сүрөт. Жакын жайланышкан оң жана терс дүрмөттөрдүн күч сызыктары оңунан чыгып терсине кирет.

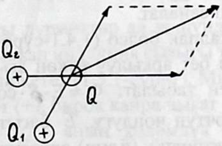
Электр талаанын ар бир чекиттиндеги чыңалыштын багыты ошол чекиттен өткөн күч сызыкка жүргүзүлгөн жанымa сызыктын багыты менен аныкталат (1.3.2-сүрөт).

1.3.2-сүрөт. Электр талаанын ар бир чекитиндеги чыңалыштын багыты ушул чекиттен өткөн күч сызыкка жүргүзүлгөн жанымa сызыктын багыты менен сүрөттөлөт.

Чекиттик дүрмөттүн айланасында пайда болгон талаанын чыңалышын $\left(\vec{E}\right)$, (1.2.1) сындамадагы (формуладагы) $\vec{F}$ күчүнүн маанисин (1.3.1) сындамасына коюп табылат:

$\vec{E} = k\dfrac{Q}{r^2}\cdot\dfrac{\vec{r}}{r}$ (1.3.2), мында k нын мааниси (1.2.2) формулада берилген. *Талаа чыңалышынын күч сызыктары деп, ал сызыктардын ар бир чекитинин жанымасынын багыты менен чыңалыштын багыты туура келе турган сызыктар аталат. Ал сызыктар боюнча оң дүрмөт кыймылдайт.* Эгерде бир дүрмөткө бир нече чекиттик дүрмөттөрдүн талаасы таасир этсе, анда *суперпозиция жобосу* (1.2.4) колдонулат жана төмөндөгүдөй жазылат $\vec{E} = \sum\limits_{i=1}^{n}\vec{E}_i$ (1.3.3).

Мисалы, бир чекиттик дүрмөткө (Q) эки чекиттик дүрмөттөрдүн (Q_1, Q_2) талаалары $\left(\vec{E}_1, \vec{E}_2\right)$ таасир этип жатса, анда ал дүрмөткө таасир эткен жалпы талаанын чыңалышы $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$ болот жана ал *параллелограмма эрежеси* менен багыттамалык (вектордук) түрдө төмөнкүчө (1.3.3-сүрөт) кошулат:



1.3.3-сүрөт. Параллелограмма эрежеси.

§ 1.4. Багыттамалык (вектордук) чоңдуктун агымы. Электр чыңалышынын агымы

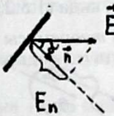
Электр талаанын кошумча мүнөздөмөсү катарында *электростатикалык индукция багыттамасы (вектору)* $\vec{D}$ киргизилет. Анын дагы бир аты *жылыш багыттамасы (вектору*, орусча *вектор смещения* дейт). Бул чоңдук көбүнчө талаа чөйрөдө тараганда колдонулат, анткени бул чоңдуктун күч сызыктарынын саны диэлектриктин ичинде жана боштукта бирдей болот. Ал эми чыңалыш күч сызыктары нерсенин ичинде үзүлүп калат да, диэлектриктин ичинде саны боштуктагы санына караганда аз болот. Индукция багыттамасы (вектору $\vec{D}$) менен чыңалыш багыттамасы (вектору $\vec{E}$) төмөнкүдөй сындама (формула) менен байланышат: $\vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}$ (1.3.4), *мында* ε – *диэлектриктин салыштырма өтүмдүүлүгү.*

Ар кандай *багыттамалык (вектордук) чоңдуктун* $(\vec{A})$ *агымы* (Φ_A) төмөнкүдөй сындама (формула) менен табылат: $\Phi_A = \int_S A_n \cdot dS$ (1.4.1), мында Φ_A – $\vec{A}$ багыттаманын (векторунун) S бетинен өткөн агымы.

Муну (1.4.1) *электрдик чыңалыш агымы* (Φ_E) үчүн жазсак анын формуласы алынат: $\Phi_E = \int_S \mathrm{E}_n \cdot dS$ (1.4.2), ал эми *индукция багыттамасы (вектору) үчүн* жазсак $\Phi_D = \int_S D_n \cdot dS$, (1.4.3). Жогоруда жазылган агымдардын (Φ_A, Φ_E, Φ_D) формулаларындагы чоңдуктар A_n, E_n *жана* D_n, *багыттамалардын (векторлордун) S бетине тургузулган нормалдык багытына (*$\vec{n}$ *векторуна) түшүрүлгөн проекциялары (көлөкөлөрү)* болуп саналат.

Эгерде бет (S) жалпак болсо (1.4.1-сүрөт) электрдик талаанын чыңалышынын *(E)* ал бет аркылуу өткөн агымы *(Ф)* төмөнкү сындама (формула) менен табылат: $\Phi = \mathrm{E} \cdot S \cdot \cos\alpha = \mathrm{E}\cos\alpha \cdot S = \mathrm{E}_n \cdot S$ (1.4.4), мында α – бурчтун чоңдугу, $\vec{E}$ багыттамасы менен S бетине тик тургузулган вектордун ($\vec{n}$ дин) ортосундагы бурчту көрсөтөт;

$E_n - \vec{E}$ багыттаманын (вектордун) нормаль $\vec{n}$ – ге жүргүзүлгөн көлөкөсү (проекциясы).



1.4.1-сүрөт. Жалпак беттен өткөн электр талаанын чыңалышы $\vec{E}$ жана анын нормалына (тиктигине) $\vec{n}$ жүргүзүлгөн проекциясы $\vec{E}_n$.

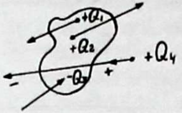
§ 1.5. Гаусстун теоремасы

Эгерде электр талаасы туюк бет аркылуу өтсө, анда ал талаанын агымы *Гаусстун теоремасы* менен табылат. Бул теореманын формуласы (сындамасы) төмөнкүдөй жазылат: $\oint_S E_n dS = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon} \sum_{i=1}^{n} Q_i$ (1.5.1), бул формула (1.5.1) *электрдик талаанын чыңалышы* $\vec{E}$ *нин агымын* $\left(\Phi_E = \oint_S E_n \cdot dS \right)$ *мүнөздөш үчүн жазылды. Ал эми электр талаанын индукциясы (жылыш вектору)* $\vec{D}$ *нын агымын сүрөттөш үчүн* төмөнкү формула жазылат: $\oint_S D_n \cdot dS = \sum_{i=1}^{n} Q_i$ (1.5.2). *Гаусстун теоремасын* ушул сындамага (формулага) карата (таяныл) берсек төмөнкүдөй окулат:

Эгерде электр талаасы ($\vec{D}$) ар кандай туюк бет аркылуу өтсө, анда ал талаанын индукция багыттамасынын (векторунун) агымы $\left(\oint_S D_n ds \right)$ сан жагынан ошо туюк беттин ичинде жайгашкан дүрмөттөрдүн кошундусуна (суммасына) $\left(\sum_{j=1}^{n} Q_j \right)$ барабар болот. Ал эми беттин сыртындагы дүрмөттөр ал кошундуга кирбейт, анткени сырттагы дүрмөттөн чыккан индукция сызыгы туюк бетке кирет, киргени менен кайра чыгып кетет (1.5.1-сүрөт). Мисалы Q_4 дүрмөтүнүн күч сызыгы бетке кирет (+), бирок кайра чыгат (−).

Эгерде дүрмөттү (Q_i) анын көлөмдүк тыгыздыгы ρ менен туюнтсак, анда дүрмөттөрдүн кошундусу төмөнкүдөй жазылат:

$\sum_i Q_i = \int_V \rho\, dV$ (1.5.3), мында dV – элементардык (чексиз кичине) көлөм, анда (1.5.2) жана (1.5.3) сындамалардан (формулалардан) *Гausстун теоремасы* төмөнкүчө жазылат: $\oint_S D_n dS = \int_V \rho dV$ (1.5.4).



1.5.1-сүрөт. Гаусстун теоремасына колдоно турган туюк бет.

Эгерде туюк бетти $\left(\oint_S dS\right)$ чексиз кичирейтсек, анда туюк бет $\left(\oint_S D_n \cdot dS\right)$ чексиз кичине тоголок шарчанын $\left(\int_V \rho dV\right)$ бетине айланат.

Гаусстун теоремасы интегралдык түрдө ар кандай вектор $(\vec{A})$ үчүн төмөнкүчө да жазылат: $\oint_S A_n dS = \int_V di\upsilon\vec{A} \cdot dV$ (1.5.5), б.а. *ар кандай вектордун* $(\vec{A})$ *нормалдык түзүүчүсүнөн* (A_n) *туюк бет* (S) *боюнча алынган интегралы ушул вектордун скалярдык мүнөздөмөсү болгон дивергенциясынан* $(di\upsilon\vec{A})$ *көлөм боюнча алынган* (берилген S бети менен капталган) *интегралына барабар.* $\vec{A}$ векторун электрдик индукция вектору $\vec{D}$ га алмаштырып $\oint_S D_n \cdot dS = \int_V di\upsilon\vec{D} \cdot dV$ (1.5.6) алабыз. Ушул эки (1.5.4) жана (1.5.6) туюнтмалардан $\int_S di\upsilon\vec{D} \cdot dV = \int_V \rho \cdot dV$ (1.5.7) ни алабыз. Мындан *Гаусстун теоремасынын дифференциалдык түрүн* $di\upsilon\vec{D} = \rho$ (1.5.8) алдык. Мында $di\upsilon-$оператору, *дивергенция* $\vec{D}$ төмөнкүдөй математикалык формула (сындама) боюнча табылат: $di\upsilon\vec{D} = \frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_x}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z}$ (1.5.9). Бул жерде D_x, D_y, D_z чодуктары, индукция багыттамасынын (векторунун, $\vec{D}$) координаттык октордогу проекциялары (көлөкөлөрү). *Дивергенция орусча – "расхождение"*, кыргызча – *"чачыроо"* дегенди билдирет. *Гаусстун теоремасынын дифференциалдык түрдөгү жазылышынын физикалык мааниси төмөнкүчө айтылат: электр талаасы оң электр дүрмөтүнөн чачырап чыгып чексизге кетет, ал эми терс электр дүрмөтүнө, чексизден ар* *тараптан, электр талаасы кирет. Демек, электр талаасынын булагы болуп электр дүрмөтү эсептелет. Ал эми электр дүрмөтүнө элементардык бөлүкчөлөр (электрон, протон, ион ж.б.) гана ээ болот.*

§ 1.6. Гаусстун теоремасынын электр талаасына колдонулушу

Кулондун мыйзамы чекиттик дүрмөттөр үчүн гана туура болот. Эгерде дүрмөттөлгөн нерсе чоң болуп чекиттик дүрмөт катарында кароого мүмкүн болбосо, анда Гаусстун теоремасы ал нерсенин электр талаасын мүнөздөөчү чоңдуктарын (индукциясы $\vec{D}$ны, чыңалышы $\vec{E}$ни) аныктоо үчүн колдонулат. Биз төмөндө дүрмөттөлгөн сферанын, цилиндрдин жана пластинканын (жалпак нерсенин) электр талаасынын индукция $(\vec{D})$ жана чыңалыш $(\vec{E})$ чоңдуктарын аныктоону карайлы.

Гаусстун теоремасын колдонуп, дүрмөттөлгөн ар кандай сындагы (формадагы) нерселердин (шардын, цилиндрдин, жалпак заттардын) электр талаасынын индукциясын $\left(\vec{D}\right)$ жана чыңалышын $\left(\vec{E}\right)$ аныктоону жеңилдетиш үчүн, *дүрмөттүн (заряддын) тыгыздыгы* деген түшүнүктү киргизүү зарыл. *Дүрмөттүн тыгыздыгы үч түрлүү болот:* алар *дүрмөттүн сызыктуу* (τ), *беттик* (σ) *жана көлөмдүк* (ρ) *тыгыздыктары.* Эгерде ичке (туурасынан кесилиш аянты жокко эсе болсо) жана узун нерсе (мисалы кадимки зымдар) дүрмөттөлсө, анын дүрмөтүнүн (Q) тыгыздыгы сызыктуу тыгыздык (τ) менен мүнөздөлөт. *Дүрмөттүн сызыктуу тыгыздыгы үч түрлүү жазылат. Эгерде мындай нерсенин (зымдын ж.б.) дүрмөтү* (Q) *анын узундугу* (ℓ) *боюнча бир калыпта жайгаштырылса, анда дүрмөттүн сызыктуу тыгыздыгы* $\tau = \frac{Q}{l}$ *(1.6.1) түрүндө жазылат.*

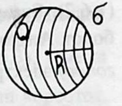
Нерсенин электрдик дүрмөтүнүн тыгыздыктары. Таблица 1.6.1

Нерсенин сыны (формасы) боюнча дүрмөттөлүү мүнөзү	Бир калыпта дүрмөттөлгөн нерсенин дүрмөт тыгыздыгынын формуласы	Бир калыпта эмес дүрмөттөлгөн нерсенин дүрмөт тыгыздыгынын формуласы		Дүрмөт тыгыздыгынын СИдеги өлчөө бирдиктери
		Дүрмөттүн орточо тыгыздыгы	Дүрмөттүн чыныгы тыгыздыгы	
Дүрмөттөр (Q) нерсенин (диэлектриктин) көлөмү (V) боюнча жайгаштырылган	Дүрмөттүн көлөмдүк тыгыздыгы $\rho = \frac{Q}{V}$	$\rho_{орт} = \bar{\rho} = \frac{\Delta Q}{\Delta V}$	$\rho_\tau = \frac{dQ}{dV}$	$[\rho] = 1\frac{Кл}{м^3}$
Дүрмөттөр (Q) нерсенин (шардын) бети (S) боюнча гана жайгаштырылган	Дүрмөттүн беттик тыгыздыгы $\sigma = \frac{Q}{S}$	$\sigma_{орт} = \bar{\sigma} = \frac{\Delta Q}{\Delta S}$	$\sigma_\tau = \frac{dQ}{dS}$	$[\sigma] = 1\frac{Кл}{м^2}$
Дүрмөттөр (Q) ичке нерсенин узундугу (ℓ) боюнча гана жайгаштырылган	Дүрмөттүн сызыктуу тыгыздыгы $\tau = \frac{Q}{l}$	$\tau_{орт} = \bar{\tau} = \frac{\Delta Q}{\Delta l}$	$\tau_\tau = \frac{dQ}{dl}$	$[\tau] = 1\frac{Кл}{В}$

Эгерде бул нерсе узундугу боюнча бир калыпта эмес дүрмөттөлсө, анда дүрмөттүн сызыктуу тыгыздыгы $\tau_ч = \frac{dQ}{d\ell}$ (1.6.2) *түрүндө жазылат.* Мында τ_τ чоңдугу чексиз кичине узундукка (dl) туура келген чексиз аз сандагы дүрмөттү (dQ) көрсөтөт. Бул тыгыздыкты (τ_τ) *дүрмөттүн чыныгы сызыктуу тыгыздыгы* дейт. *Дүрмөттүн орточо сызыктуу тыгыздыгын* $\tau_{орт} = \frac{\Delta Q}{\Delta l}$ *(1.6.3) түрүндө жазышат.*

Эгерде дүрмөт *(Q)* нерсенин бети *(S)* же көлөмү *(V)* боюнча жайгаштырылса, анда (1.6.1), (1.6.2), (1.6.3) формулаларына окшош дүрмөттүн беттик жана көлөмдүк тыгыздыктарынын таблица 1.6.1 де көрсөтүлгөн туюнтмаларын алабыз.

1. Сырткы бети гана дүрмөттөлгөн көңдөй сферанын (шардын) электр талаасынын индукциясы $(\vec{D})$ *жана чыңалышы* $(\vec{A})$. Бул учурда (1.6.1-сүрөт) көңдөй сфера (шар) дүрмөттүн (Q) беттик тыгыздыгы менен мүнөздөлөт, аны σ тамгасы менен белгилейли, ал төмөнкүчө аныкталат: $\sigma = \frac{dQ}{dS}$ (1.6.1).



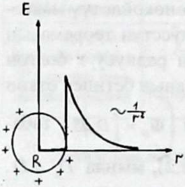
1.6.1-сүрөт. Дүрмөттөлгөн сфералык көңдөй бет.

Ушул *дүрмөттүн беттик тыгыздыгы* деп аталган σ чоңдугу беттин бирдик аянтына (dS) туура келген дүрмөттүн санын (dQ) көрсөтөт. СИде σ чоңдугу $\frac{Êë}{ì^{2}}$ менен өлчөнөт. Жогоруда, 1.6.1-таблицада (1.6.1) формула $\sigma = \dfrac{dQ}{dS}$ аркылуу туюнтулган σ чоңдугу *дүрмөттүн беттик чыныгы тыгыздыгы* деп аталган жана $\sigma_{ч}$ менен белгиленген. Бул жерде жана мындан ары, жалпы учур үчүн жөнөкөйлөтүү максатында, σ нын индекси "ч" алынып ташталат. Гаусстун теоремасын колдонуш үчүн бул сфераны (шарды) сыртынан радиусу r болгон дагы бир (көңдөй) сфера менен туюктайбыз жана анын бетинен өткөн индукция багыттамасынын (векторунун) агымын $\left(\Phi_D = \int\limits_S D_n dS\right)$ табабыз, ал төмөнкүгө барабар: $\int\limits_S D_n dS = D \cdot 4\pi r^2$ (1.6.2), мында $D_n = D$, анткени алардын (D_n, D) багыттары дал келишет, ал эми $4\pi r^2$ сырткы сферанын бетинин аянты. Ушул эле индукция багыттамасынын (векторунун) агымын (Φ_D) Гаусстун теоремасы $\int\limits_S D_n \cdot dS = \sum\limits_{i=1}^{n} Q_i$ (1.6.3) менен аныктайлы: $\sum\limits_{i=1}^{n} Q_i = \sigma 4\pi R^2$ (1.6.4), мында R дүрмөттөлгөн сферанын радиусу. Гаусстун теоремасы (1.6.3) боюнча бул эки сындаманын (формуланын) (1.6.2; 1.6.4) сол жактары барабар болгондуктан, алардын оң жактары да барабар болушат: $D \cdot 4\pi r^2 = \sigma \cdot 4\pi R^2$ (1.6.5). Ушул (1.6.5) туюнтмадан $D = \sigma \dfrac{R^2}{r^2}$ (1.6.6) бети дүрмөттөлгөн шардын талаасынын индукция багыттамасын (векторун, D) аныктоого болот.

Электрдик талаанын чыңалышын аныкташ үчүн $D = \varepsilon \varepsilon_0 E$ туюнтмасынан $E = \dfrac{D}{\varepsilon \varepsilon_0}$ алабыз. Буга (1.6.6.) колдонуп $E = \dfrac{\sigma}{\varepsilon_0} \cdot \dfrac{R^2}{r^2}$

(1.6.7). Булар (1.6.6) жана (1.6.7) $r \succ R$ болгон чекиттер үчүн туура болот. Ал эми $r = R$ болгондо $D = \sigma$ (1.6.8) болот. Мында *(r=R болгондо)* электр талаанын чыңалышы $E = \dfrac{\sigma}{\varepsilon \varepsilon_0}$ (1.6.9) болот.

Эгерде $r \prec R$ болсо, анда *сферанын* бети гана дүрмөттөлгөндүктөн, анын ичинде дүрмөт жок $\left(\sum_{i=}^{n} Q_i = 0\right)$ болгондуктан *индукция агымы* (Ф) Гаусстун теоремасы боюнча *нөлгө барабар* болот. Ал эми бул сфера ичиндеги электр талаанын индукциясы (D) жана чыңалышы (E) нөлгө барабар болот. Бул баардык учурлар үчүн *электр талаанын чыңалышынын* (E) *аралыктан* (r) *болгон көз карандылыгы 1.6.2-сүрөтүндө көрсөтүлгөн.*



1.6.2-сүрөт. Сырткы бети гана дүрмөттөлгөн көңдөй сферанын электр талаасынын чыңалышынын $(\vec{E})$ аралыктан (r) болгон көз карандылыгы.

Ошентип *сырткы бети гана дүрмөттөлгөн сферанын ичинде электр талаасы болбойт, ал эми анын бетинде эң чоң талаа пайда болуп, андан аркы аралыктарда (r чоңойгон сайын) талаа азайып аралыктын квадратына тескери пропорциялаш болуп төмөндөйт.*

2. Көлөмү боюнча дүрмөттөлгөн сферанын электр талаасынын индукциясы $(\vec{D})$ жана чыңалышы $\vec{E}$.

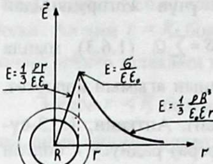
Эгерде сфера (шар) көлөмү боюнча бир калыпта дүрмөттөлсө, анда анын бирдик көлөмүнө (*V*) туура келген дүрмөтү (*Q*) $\rho = \dfrac{dQ}{dV}$ (1.6.10) чоңдугу менен мүнөздөлөт жана ал (ρ) *дүрмөттүн көлөмдүк тыгыздыгы* деп аталат (1.6.1-таблица). Дагы ρ чоңдугу СИде $1\dfrac{Кл}{м^3}$ менен өлчөнөт.

Бул дүрмөттөлгөн шардын электр талаасынын индукция $(\vec{D})$ жана чыңалыш $(\vec{A})$ багыттамаларынын (векторлорунун) сан маанилерин аныктоочу формулаларды табыш үчүн жогорудагыдай эле Гаусстун теоремасын колдонобуз: $\int_S D_n \cdot dS = \sum_{i=1}^{n} Q_i$ (1.6.3), мында $\int_S D_n \cdot dS = \Phi_D$ туюнтмасы электрдик индукциянын агымын көрсөтөт. Аны $\int_S D_n \cdot dS = D \cdot 4\pi r^2$ (1.6.11) боюнча аныктайт. Анткени, 1.6.3-сүрөттө көрсөтүлгөндөй дүрмөттөлгөн шар (сфера) радиусу r болгон туюк көңдөй сферанын ичинде жайгашкан. Гаусстун теоремасынын (1.6.3) оң жагы $\sum_{i=1}^{n} Q_i$ шардын жалпы дүрмөтүнө $\left(\rho \cdot \frac{4}{3}\pi R^3\right)$ барабар, б.а. $\sum_{i=1}^{n} Q_i = \rho \cdot \frac{4}{3}\pi R^3$ (1.6.12). Эми (1.6.11) жана (1.6.12) туюнтмаларын Гаусстун (1.6.3) теоремасына коюп $D \cdot 4\pi r^2 = \rho \frac{4}{3}\pi R^3$ алабыз. Мындан $D = \frac{1}{3}\rho \frac{R^3}{r^2}$ (1.6.13) алынат. $D = \varepsilon \varepsilon_0 E$ ни эске алып чыңалышты $E = \frac{1}{3}\frac{\rho}{\varepsilon\varepsilon_0}\frac{R^3}{r^2}$ алабыз. Бул (1.6.13) формуласы $r \succ R$ учур үчүн чыгарылды. Эгерде $r = R$ болсо, анда $D = \frac{1}{3}\rho R$ (1.6.14) жана $E = \frac{1}{3}\frac{\rho R}{\varepsilon\varepsilon_0}$ чыгат. Мында $\rho = \frac{Q}{V} = \frac{Q}{\frac{4}{3}\pi R^3}$, анда $D = \frac{1}{3} \cdot \frac{Q}{\frac{4}{3}\pi R^3} \cdot R = \frac{Q}{4\pi R^2} = \sigma$, б.а. $D = \sigma$ жана $E = \frac{\sigma}{\varepsilon \varepsilon_0}$ (1.6.15) алынат. Ал эми $r \prec R$ болсо $D = \frac{1}{3} \cdot \rho r$ жана $E = \frac{1}{3}\frac{\rho r}{\varepsilon\varepsilon_0}$ (1.6.16). Бул үч учурдун жалпы графиги 1.6.3-сүрөтүндө айкын көрсөтүлгөн.

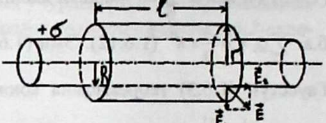
3. Бир калыпта дүрмөттөлгөн чексиз узун цилиндрдин электр талаасынын индукциясы $\vec{D}$ жана чыңалышы $\vec{E}$.

Дүрмөттөлгөн чексиз узун цилиндрдин зарядынын (Q) узундук боюнча тыгыздыгы (τ) төмөнкүчө аныкталат (1.6.1-таблица): $\tau = \frac{Q}{l}$ (1.6.17). Мында τ чоңдугун *дүрмөттүн сызыктуу тыгыздыгы* деп атайт.

1.6.4-сүрөттө ушундай чексиз узун цилиндр түрүндөгү өткөргүч (туурасынан кесилиш радиусу R болгон) көрсөтүлгөн. Анын дүрмөтүнүн сызыктуу тыгыздыгы (τ) (1.6.17) туюнтма менен аныкталат. Ушул өткөргүчтүн бети (S) бир калыпта дүрмөттөлгөн, б.а. дүрмөттүн (Q) беттик тыгыздыгы (σ) өзгөрбөйт: $\sigma = \frac{Q}{S}$ (1.6.18).



1.6.3-сүрөт. Көлөмү боюнча дүрмөттөлгөн сферанын электр талаасынын чыңалышынын (E) аралыктан (r) көз карандылыгы.



1.6.4-сүрөт. Бир калыпта дүрмөттөлгөн чексиз узун цилиндр.

Цилиндрдин (зымдын) ар бир чекитиндеги дүрмөттүн түзгөн электр талаасы $(\vec{E})$ тангенциалдык (жаныма, $\vec{E}_\tau$) жана нормалдык (тик, $\vec{E}_n$) түзүүчүлөрдөн турат. Цилиндрдин бети боюнча дүрмөттөр кыймылдабайт, б.а. ар бир дүрмөттөлгөн бөлүкчөгө жаныма электр талаасы $(\vec{E}_\tau)$ таасир этбейт. Демек $\vec{E}_\tau = O$.

Ошентип цилиндрдин (зымдын) бетиндеги дүрмөттөр (Q) түзгөн электр талаанын жалпы (толук) чыңалышы $(\vec{E})$ нормалдык (тик, $\vec{E}_n$) түзүүчүдөн гана турат: $\vec{E} = \vec{E}_n$. Мында $\vec{E}_n$ вектору цилиндрдин радиусу R боюнча багытталган. Эгерде цилиндр оң белгиде дүрмөттөлсө, $\vec{E}_n$ беттен сыртка багытталат. 1.6.4-сүрөтүндөгү цилиндр оң белгиде дүрмөттөлгөн. Ушул дүрмөттөлгөн цилиндрге Гаусстун теоремасын колдонуш үчүн, бул цилиндрди дагы бир узундугу l болгон r радиустуу туюк цилиндр менен курчайбыз. Бул туюк бет $Q = \tau \cdot l$ (1.6.19) дүрмөттү курчап калат, мында $\tau -$ дүрмөттүн сызыктуу тыгыздыгы.

Электрдик талаанын индукциясы (D) менен чыңалышынын (E) байланышын эске алып Гаусстун $\int_S D_n dS = \sum_{i=1}^{n} Q_i$ (1.6.3) түрдөгү теоремасын $\int_S E_n \cdot dS = \frac{\sum_{i=1}^{n} Q_i}{\varepsilon\varepsilon_0}$ (1.6.20) түрдө жазабыз. Мында $E_n = E = const$

(1.6.21), б.а. цилиндрдин каптал бетинин баардык чекиттери үчүн E туурактуу чоңдук, анткени r радиустуу туюк беттин кесилишинен электр талаасы чыкбайт $(E_t = 0)$. Демек туюк беттин талааны (E_n) чыгарган аянты $\int_S dS = 2\pi\, r\cdot l$ (1.6.22) тышкы туюк беттин капталынын аянтына барабар. Ушул сырткы туюк цилиндрдин ичиндеги дүрмөт $\sum_{i=1}^{n} Q_i = Q$ (1.6.23) менен аныкталат. Жогоруда келтирилген (1.6.19), (1.6.20), (1.6.21), (1.6.22) жана (1.6.23) туюнтмаларынан $E\cdot 2\pi\cdot r\cdot l = \frac{\tau\cdot l}{\varepsilon\varepsilon_0}$ алынат. Мындан $E = \frac{\tau}{2\pi\cdot r\,\varepsilon\,\varepsilon_0}$ (1.6.24) же $D = \varepsilon\varepsilon_0 E$ ни эске алса, анда $D = \frac{\tau}{2\pi\, r}$ (1.6.25). Мында $r -$ цилиндрдин огунан сырткы туюк бетке чейинки аралык. Демек (1.6.24) жана (1.6.25) туюнтмалар менен аныкталган E жана D, сырткы туюк беттеги гана чыңалышты (E) жана индукцияны (D) көрсөтүшөт.

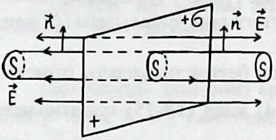
E жана D ны цилиндрдин (зымдын) беттик тыгыздыгы (σ)менен туюнталы. $\tau = \frac{Q}{l}$ болгондуктан (1.6.24) жана (1.6.25) туюнтмалары $E = \frac{Q}{2\pi\, r\varepsilon\,\varepsilon_0 l}$ (1.6.26):

$D = \frac{Q}{2\pi\, r\cdot l}$ (1.6.27) түргө келет. Бул эки формуланын оң жагын R ге көбөйтөбүз жана бөлөбүз. Анткени андан барабардык өзгөрбөйт. Анда $E = \frac{QR}{(2\pi R\cdot l)r\varepsilon\varepsilon_0}$, (1.6.28), $D = \frac{Q\cdot R}{(2\pi R\ell)r}$ (1.6.29) чыгат. Мында $2\pi Rl$ көбөйтмөсү цилиндрдин каптал бетинин аянты болуп саналат. Анда $\frac{Q}{2\pi\, Rl} = \sigma$ (1.6.30) болот. Мында $\sigma -$ цилиндрдин дүрмөтүнүн беттик тыгыздыгы. Ошентип E жана D, τ же σ аркылуу төмөнкүчө туюнтулат: $E = \frac{\tau}{2\pi r\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{\sigma\cdot R}{r\varepsilon\varepsilon_0}$ (1.6.31), $D = \frac{\tau}{2\pi r} = \frac{\sigma\cdot R}{r}$ (1.6.32).

Цилиндрдин бетине жакын жерде пайда болгон электр талаанын E жана D чоңдуктарын аныктайлы. Бул учурда $r = R$ (1.6.33) $\tau = \frac{Q}{l} = \frac{2\pi R\cdot l\cdot\sigma}{l} = 2\pi R\sigma$ (1.6.34). Ошентип (1.6.24), (1.6.25), (1.6.36) жана (1.6.34) туюнтмалардан $E = \frac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0}$ (1.6.35) $D = \sigma$ (1.6.36). Мында $\varepsilon -$ *материалдын диэлектриктик өтүмдүүлүгү, б.а. электр талаанын диэлектрик аркылуу өтүү жөндөмдүүлүгү.*

4. Дүрмөттөлгөн чексиз өлчөмдүү пластинканын (жука жалпак нерсенин, тегиздиктин) электр талаасынын индукциясы $\vec{D}$ жана чыңалышы $\vec{E}$.

1.6.5-сүрөттө көрсөтүлгөн чексиз өлчөмдүү тегиздиктин эки бети тең бир калыпта дүрмөттөлгөн деп эсептейли. Бул оң белгидеги дүрмөттөрдүн беттик тыгыздыгы +σга барабар. Оң белгиде дүрмөттөлгөн бул тегиздиктин эки бетинин электр талаасы $\left(\vec{E}\right)$ бир тектүү, б.а. анын күч сызыктары бири-бирине жарыш жана тегиздиктен тик багытта чыгып чексизге оңго жана солго (оң бетинен оңго жана сол бетинен солго) багытталышат.



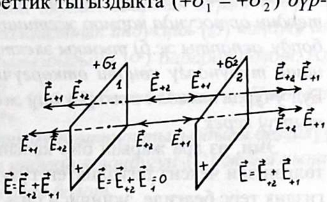
1.6.5-сүрөт. Дүрмөттөлгөн чексиз өлчөмдүү пластинка (жука жалпак нерсе, тегиздик).

Эгерде 1.6.5-сүрөтүндөгү тегиздик терс (–) белгиде дүрмөттөлсө, анда электр талаанын күч сызыктары чексизден келип тегиздикке тик сайылып (кирип) турушат.

Гаусстун теоремасын колдонуш үчүн цилиндр сындуу туюк бетти элестетебиз. Бул цилиндрдин туурасынан кесилиш аянты *S* болсо, анда тегиздиктин эки бетинин тең ушундай өлчөмдөгү *S* аянтчалары ушул цилиндр менен (1.6.5-сүрөттөгүдөй болуп) туюкталат. *S* аянтчаларынын (оң жана сол бетиндеги) ар биринин дүрмөтү $Q = \sigma \cdot S$ (1.6.37) формуласы менен аныкталат. Ал эми *S* аянтчаларынан өткөн электр талаанын (*E*) агымдары (2*ES*) Гаусстун теоремасы $\int_S E_n dS = \frac{\sum_{i=1}^{n} Q_i}{\varepsilon \varepsilon_0}$ боюнча цилиндрде туюкталган дүрмөттөрдүн $\left(\sum_{j=1}^{n} Q_i\right)$ санына тете болот, б.а. $2ES = \frac{\sigma \cdot S}{\varepsilon\varepsilon_0}$ (1.6.38). Бул жерде, цилиндрдин каптал бетинен (*n* нормаль боюнча тегиздиктен) чыккан электр талаасы $\left(E_\perp\right)$ нөлгө барабар экендиги эске алынды, б.а. горизонтко багытталган *E* векторунун нормаль n ге болгон проекциясы $E_\perp$ нөлгө барабар: $E_\perp = 0$. Ошентип $E = E_1 = const$, мында $E_1 - E$ нин цилиндрдин бетине жарыш түзүүчүсү. Дагы $\sum_{j=1}^{n} Q_j = Q$ (1.6.39) жана $\oint dS = 2S$ (1.6.40). (1.6.38) туюнтмасынан $E = \frac{\sigma}{2\varepsilon\varepsilon_0}$ (1.6.41) чыгат. Муну $D = \varepsilon_0 \varepsilon E$ ге коюп $D = \frac{\sigma}{2}$ (1.6.42) алабыз. Ошентип Гаусстун теоремасын дагы бир жолу колдонуп, бир калыпта дүрмөттөлгөн чексиз тегиздиктин электр талаасынын индукциясын (D) жана чыңалышын (E) аныктоочу сындамаларды (формулаларды 1.6.41, 1.6.42) чыгарып алдык. Бул жерде *дүрмөттөлгөн чексиз тегиздиктин гана жараткан электр талаалары нукура бир тектүү талаа* экендигин белгилеп кетели. Анткени бул талаанын багыты жана анын чыңалышынын (же индукциясынын) сан мааниси убакыттан жана аралыктан көз каранды болбойт, дайыма туруктуу болот. Ал эми *дүрмөттөлгөн шардын, цилиндрдин ж.б. электр талаалары дайыма бир тектүү боло албайт. Анткени булардын (шар, цилиндр ж.б) электр талаасынын чыңалышы багыты жана чоңдугу аралыктан көз каранды болот.*

5. Жогоруда, дүрмөттөлгөн бир гана нерсенин (бир шардын; бир цилиндрдин, бир тегиздиктин) жараткан электр талаасын карадык. Эми *дүрмөттөлгөн эки нерседен түзүлгөн системанын (жыйындысынын, тутумдун) электр талаасынын чыңалышын жана индукциясын* карап көрөлү.

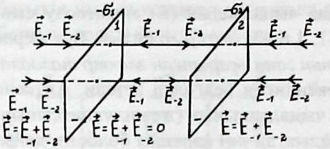
Ир алды бирдей белгиде (оң же терс) дүрмөттөлгөн, өз ара жарыш жайгашкан эки чексиз тегиздиктин жыйындысынын (тутумунун) электр талаасын (E) карайлы. Мейли бул *эки тегиздик тең бир калыпта оң (+) белгиде,* бирдей беттик тыгыздыкта $(+\sigma_1 = +\sigma_2)$ *дүрмөттөлсүн дейли* (1.6.6-сүрөт).



1.6.6-сүрөт. Бирдей беттик тыгыздыкта оң белгиде дүрмөттөлүшкөн жалпак жана жарыш эки тегиздиктен турган система.

Тыгыздыктары оң (+) белгиде жана бирдей $(+\sigma_1 = +\sigma_2)$ болгондуктан, алардын талааларынын чыңалыштары да бирдей $\left(E_{+1} = E_{+2} = E\right)$ болот. 1.6.6-сүрөттөн көрүнгөндөй бул *эки тегиздиктин жыйындысынын сыртындагы жалпы талаа эки эсе өсөт,* б.а. чыңалыш $2E$ болот, анда *алардын ортосундагы электр талаасы, тескерисинче жоюлат*. Анткени *эки тегиздиктин сыртындагы электр талаалары* E_{+1} жана E_{+2} бир

багытка ээ, б.а. жалпы талаа күчөп $2E$ ге барабар болот. Ал эми, *бул экөөнүн ортосундагы электр талаалар* карама-каршы



1.6.7-сүрөт. Бирдей беттик тыгыздыкта терс белгиде дүрмөттөлүшкөн жалпак жана жарыш эки тегизиктен турган система.

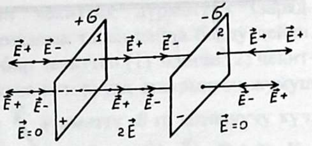
багытталгандыктан, жалпы (толук) талаа *нөлгө барабар,* б.а. $E_1 + E_2 = 0$ *болот.* Эгерде мындай *эки тегиздиктин дүрмөттөрүнүн беттик тыгыздыктары бирдей, бирок терс белгиде болсо* $\left(-\sigma_1 = -\sigma_2\right)$, анда 1.6.7-сүрөтүндөгү учурга ээ болобуз (1.6.7-сүрөт).

Бул учурда да *тегиздиктер ортосунда жалпы талаанын чыңалышы нөлгө барабар.* Ал эми *эки тегиздиктин жыйындысынын (системасынын) сыртында электр талаасы эки эселенет. Бирок бул системанын электр талаасы чексизден келет*. Бирок 1.6.6.-сүрөттөгү учурда электр *талаа системадан чексизге кетет*.

Жогорудагы эки учурдан (1.6.6-1.6.7-сүрөт) төмөнкүдөй жыйынтык чыгат, б.а. *сырткы электр талаадан сактаныш үчүн, сактоочу нерсени бирдей белгиде дүрмөттөлгөн эки жарыш чексиз тегиздиктердин ортосунда кармоо жетиштүү болот. Адатта нерсени (приборду, аспапты ж.б) тышкы электрдик талаадан сакташ үчүн, аны идиш түрүндөгү көңдөй өткөргүчтүн (тордун) ичинде кармашат.* Бул учурда *мындай өткөргүчтү жердештирүү (жер менен туташтыруу) керек.*

Эми, өз ара жарыш бир калыпта σ беттик тыгыздыкта дүрмөттөлгөн эки чексиз тегиздиктен түзүлгөн системаны карайлы. Бир тегиздик терс белгиде, экинчиси оң – дүрмөттөлүшкөн.

Тегиздиктердин бул жыйындысы 1.6.8-сүрөттө көрсөтүлгөн.



1.6.8-сүрөт. Бирдей беттик тыгыздыкта бири оң экинчиси терс белгиде дүрмөттөлүшкөн жалпак жана жарыш эки тегиздиктен турган система.

Мында көрсөтүлгөндөй ар түрдүү белгиде $(-\sigma,+\sigma)$ бир калыпта дүрмөттөлгөн жарыш чексиз эки тегиздиктердин эки жак (оң, сол) сыртында электр талаанын чыңалышы $E_c = (E_+ + E-) = 0$, демек $D_c = 0$ нөлгө барабар. Ал экөөнүн ортосунда электр талаа эки эсеге чоң $(2E = E_+ + E\_)$ болот. Жогоруда 4-пункттан белгилүү болгондой, ар бир дүрмөттөлгөн тегиздиктин электр талаасы $E = E_+ = E_- - = \dfrac{\sigma}{2\varepsilon\,\varepsilon_0}$ (1.6.43) менен аныкталат. Мында ε – чөйрөнүн диэлектриктик өтүмдүүлүгү. Бул эки дүрмөттөлгөн тегиздиктин ортосундагы электр талаанын чыңалышы $E_u = E_- + E_+ = 2E$ (1.6.44). Мындан $E_u = E_+ + E_- = 2\dfrac{\sigma}{2\varepsilon\,\varepsilon_0} = \dfrac{\sigma}{\varepsilon\,\varepsilon_0}$ (1.6.45). Демек $D_u = \sigma$ (1.6.46).

1.6.8-сүрөттөгү системаны *конденсатор* дейт. Ошондуктан “тегиздиктердин ортосунда же конденсатордун ичинде бүт талаа чогулган (коюлган) дешет. Ошондуктан мындай системаны *“конденсатор” - коюланткыч* дешет.

Техникада ортосу диэлектрик менен толтурулган мындай эки жарыш пластиналардан турган система **электр конденсатору** деп аталат. Бул карап чыккан 4 учурлардын баардыгында тең дүрмөттөлгөн нерселердин бетиндеги индукция чоңдугу (D) дүрмөттүн беттик тыгыздыгына (σ) барабар экендигин көрдүк, башкача айтканда $D = \sigma$ (1.6.46). Бул *Кулондун теоремасын* туюнткан сындама (формула). Ал теорема төмөнкүдөй окулат: *баардык дүрмөттөлгөн нерселердин бетиндеги электр талаасынын индукция (D) чоңдугу ал нерсенин дүрмөтүнүн беттик тыгыздыгына (σ) барабар болот*. Ал эми чыңалышты (Е) тапсак $E = \dfrac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0}$ (1.6.47) болот. Ошентип *Кулондун теоремасы* боюнча, эгерде *беттик дүрмөттүн тыгыздыгы белгилүү болсо анын түзгөн талаасынын индукция чоңдугун (D) жана чыңалыш чоңдугун оңой (Е) эле таап алса болот.*

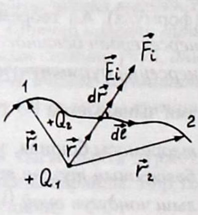
II бап. ЭЛЕКТРОСТАТИКАЛЫК ТАЛААНЫН ДАРМАНЫ (ПОТЕНЦИАЛЫ)

§ 2.1. Электростатикалык талаанын потенциалдуулугу, жумушу жана туюктамасы (циркуляциясы)

Потенциалдуулук деген атама (термин) латынча "потенция" – мүмкүндүк, жөндөмдүүлүк деген сөзүнөн алынган. *Потенциалдуулук* системанын (талаанын) жумуш аткаруучу көмүскө мүмкүндүгүн билдирет. Потенциалдуулукту *консервативдүүлүк* деп да аташат. Ал латындын *"консервативус" – сакталуучулук* деген сөзүнөн чыккан жана өзүнөн-өзү башкага айланбай сактоочу күчүн көрсөтөт. Системанын потенциалдуулугу анын *консервативдүү күчтөрү* менен ишке ашырылат. *Гравитациялык* жана *электростатикалык талаалар*, гравитациялык жана электростатикалык күчтөр *потенциалдык же консервативдик* деп аталат.

Электростатикалык талаанын потенциалдуулугу (консервативдүүлүгү) төмөнкү үч белгиси менен айкындалат.

1. Электростатикалык талаанын (күчтүн) дүрмөттү которууда аткарган жумушу, жолдун сынынан (формасынан) көз каранды эмес, которулган дүрмөттүн баштапкы жана акыркы абалдарынан гана көз каранды.



2.1.1-сүрөт. Электростатикалык талаанын дүрмөттү которууда аткарган жумушу которулуп жаткан дүрмөттүн баштапкы жана акыркы абалдарынан гана көз каранды.

2.1.1-сүрөттө көрсөтүлгөндөй чекиттик дүрмөттүн (заряддын, Q_1) айланасында электростатикалык талаа пайда болду дейли. Ушул талаада экинчи дүрмөт (Q_2) бир чекиттен (1) экинчи (2) чекитке жылат. Дүрмөттү (Q_2) dl аралыкка котоpууда аткарылган жумуш $dA_i = F_i dl\cos(\vec{F}_i^{\wedge}, d\vec{l})$ (2.1.1), мында $\vec{F}_i$ дүрмөттү dl ге котоpуучу күч; $(\vec{F}_i^{\wedge}, d\vec{l}) - \vec{d}r$ менен $\vec{d}l$ түзгөн бурч; $dr = dl\cdot\cos(\vec{F}_i^{\wedge}, d\vec{l})$ (2.1.2). Кулондун закону боюнча Q_1 жана Q_2 дүрмөттөрү ушул r аралыгында $F_i = \dfrac{Q_1\cdot Q_2}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2}$ (2.1.3) күчү менен түртүлүшөт; мында ε– чөйрөнүн (абанын, майдын ж.б.) диэлектриктик өтүмдүүлүгү; ε_0 – электрдик туррактуусу. Ушул үч туюнтмадан (2.1.1), (2.1.2), (2.1.3) дүрмөттү dl ге котоpууда аткарылган жумушту табабыз: $dA_i = \dfrac{Q_1\cdot Q_2}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r^2}dr$ (2.1.4). Q_2ни биринчи (1) чекиттен экинчиге (2) котоpууда аткарылган жалпы жумуш: $A = \int_{r_1}^{r_2} dA_i = \int_{r_1}^{r_2}\dfrac{Q_1Q_2\cdot dr}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r^2} = \dfrac{Q_2Q_1}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\left(\dfrac{1}{r_1} - \dfrac{1}{r_2}\right)$ (2.1.5). Ушул (2.1.5) туюнтмадан көрүнгөндөй Q_2 дүрмөттү Q_1дин электростатикалык (потенциалдык) талаасында r_1 ден r_2 ге котоpууда аткарылган жумуш (A) r_1 жана r_2 аралыгынан гана көз каранды, б.а. бул жумуш котоpулган дүрмөттүн баштапкы жана акыркы абалдарынан гана көз каранды, ал эми анын жолунун сынынан (формасынан) көз каранды эмес.

2. Электростатикалык талаанын чыңалыш векторунун циркуляциясы (туюктамасы) нөлгө барабар.

Q_1 дүрмөттүн талаасында Q_2 дүрмөттү котоpууда аткарылган жумушту (A) аныктайлы (2.1.1-сүрөт): $dA = F\cdot dl\cos(\vec{F}^{\wedge}, d\vec{l})$ (2.1.6.). Мында $F\cdot\cos\left(\vec{F}^{\wedge}, d\vec{l}\right) = F_l$ (2.1.7) дейли. Анда $dA = F_l\cdot dl$ (2.1.8) чыгат. Электр талаанын чыңалышын эстейли $E_l = \dfrac{F_l}{Q_2}$ (2.1.9). Мындан $F_l = Q_2E_l$ чыгат. Муну (2.1.8) ге коюп $dA = Q_2\cdot E_l dl$ (2.1.10) dl аралыгындагы жумушту гана таптык. 1 чекиттен 2 ге чейинки аткарылган жалпы жумуш $A = \int_1^2 Q_2\cdot E_l dl$ (2.1.11) болот. Эгерде Q_2 дүрмөтү Q_1дин талаасында 1 чекитине кайрылып келсе, анда жалпы жумуш

$A = \dfrac{Q_2}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\left(\dfrac{Q_1}{r_1} - \dfrac{Q_1}{r_2}\right) = 0$ (2.1.12) болот. Анткени $r_1 = r_2$ болуп калбадыбы. Натыйжада $\int_1^2 Q_2 E_l dl = 0$ алабыз. Q_2 нөлгө барабар эмес. Демек $r_1 = r_2$ болгондуктан $\int_1^2 E_l dl = \oint E_l dl = 0$ (2.1.13) чыгат. $\oint E_l dl = 0$ *(2.1.14) туюнтмасын электр талаанын чыңалышынын циркуляциясы (туюктамасы) дейт.*

Бул сындама (формула) жөн эле, *электростатикалык талаанын туюктамасы (циркуляциясы)* деп аталат жана ал төмөнкүдөй окулат: *электростатикалык талаанын туюктамасы (циркуляциясы) нөлгө барабар. Бул электростатикалык талаанын дармандык (потенциалдык) талаа экендигинин белгиси болот. Дармандык талаага гравитациялык талаа дагы кирет.*

Эгерде туюк жолду чексиз кичирейтип отурсак өтө кичине айлана болуп калат. Анда интегралдык түрдө жазылган (2.1.14) сындамасы (формуласы) дифференциалдык түргө өтөт жана төмөнкүдөй жазылат: $rot\vec{E} = 0$ (2.1.14), мында *rot – ротор* деп окулат, орусча "вихрь", кыргызча "куюн". Бул математикалык оператор төмөнкүдөй туюндурулат:

$$rot\vec{E} = \vec{i}\cdot\left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_x}{\partial z}\right) + \vec{j}\cdot\left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z}\right) + \vec{k}\left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}\right) \quad (2.1.15).$$

3. Электростатикалык талаанын потенциалдыгынын (консервативдигинин) жогоруда айтылган эки белгисинен, *электростатикалык талаанын күч сызыктарынын туюк болбостугу* келип чыкты, б.а. *электростатикалык талаанын күч сызыктары оң дүрмөттөн башталат* (чыгат, бул анын *булагы) жана терс дүрмөттө бүтөт* (кирет, бул анын *куймасы же стогу*).

Ошентип, *электростатикалык талаанын потенциалдыгынын (консервативдигинин) үчүнчү белгиси болуп, бул талаанын күч сызыктарынын туюк эместиги.*

§ 2.2. Электростатикалык талаанын дармандык кудурети (потенциалдык энергиясы). Дарман (потенциал)

Кулондун мыйзамы $F = \frac{Q \cdot Q_1}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon r^2}$ (2.2.1) боюнча чекиттик эки дүрмөт бирин экинчиси r аралыкка жылдырып төмөнкү жумушту аткарды дейли: $A = F \cdot r = \frac{Q \cdot Q_1}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon r}$ (2.2.2). Ушул аткарылган жумуш сан жагынан Q_1 жана Q дүрмөттөрдүн өз-ара аракеттешүү энергиясына барабар, б.а. *Q дүрмөт жараткан электростатикалык талаадагы Q_1 дүрмөттүн потенциалдык энергиясына (W_n) барабар*. Ошентип электростатикалык талаада турган дүрмөт (заряд) дармандык (потенциалдык) кудуретке ээ болот. Ал төмөнкү сындама (формула) менен аныкталат $W_n = \frac{1}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0} \cdot \frac{Q \cdot Q_1}{r}$ (2.2.3), мында Q – талааны түзгөн дүрмөт; r – Q менен талаада турган дүрмөт Q_1 дин ортосундагы аралык. Q дүрмөтү түзгөн талаанын бир чекитине (Q дан r аралыгындагы) ар түрдүү чоңдуктагы Q_1 (Q_2, Q_3 ж.б.) дүрмөттү койгондо анын дармандык кудурети W_{n1}, W_{n2}, ж.б. дагы ар кандай болот. Ал эми алардын дармандык кудуретинин талаага коюлган дүрмөттүн (Q_1, Q_2 *ж.б.*) чоңдугуна болгон катышы $\left(\frac{W_{n1}}{Q_1} = \frac{W_{n2}}{Q_2} = const\right)$ ошол чекит үчүн турактуу сан. Андыктан ушул турактуу сан талаанын мүнөздөмөсү катарында кабыл алынган жана ал *дарман (потенциал)* деп аталган: $\varphi = \frac{W_n}{Q_1}$ (2.2.4). СИде потенциал (φ)1=$\frac{\text{Дж}}{\text{Кл}}$ менен өлчөнөт жана аны 1Вольт дейт.

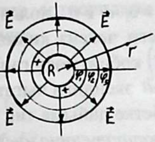
Чекиттик дүрмөт түзгөн талаанын ар бир чекитинде дармандын (потенциалдын) сындамасы (формуласы) (2.2.3) тү (2.2.4) кө коюп төмөнкүдөй жазылат: $\varphi = \frac{Q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r}$ (2.2.5). *Эгерде талаа бир нече чекиттик дүрмөттөр аркылуу түзүлсө, анда ал талаанын ар бир чекитиндеги дарман төмөнкүдөй аныкталат:* $\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0} \sum_{i=1}^{n} \frac{Q_i}{r_i}$ (2.2.6).

Дармандык талаанын скалярдык, энергетикалык мүнөздөмөсү, $[\varphi] = 1В$ *, б.а. Вольт менен өлчөнөт.* Талаада турган дүрмөт кудуретке (энергияга) ээ болгондуктан ал (Q) жумуш (A) аткара алат. Ал жумуш (A) дармандык кудуреттин өзгөрүшүнө (ΔW_n) барабар болот:

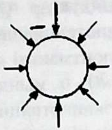
$A = \Delta W_n$ (2.2.7). (2.2.4) сындамасынан (формуласынан) дармандык (потенциалдык) кудурет табылат: $W_n = Q \cdot \varphi$ (2.2.8). Эми 2.2.8-ди эки учур (W_{n1}, W_{n2}) үчүн жазып $W_{n1} = Q \cdot \varphi_1$ жана $W_{n2} = Q \cdot \varphi_2$ алабыз. Булардын айырмасы $(W_{n1} - W_{n2}) = \Delta W_n = (Q \cdot \varphi_1 - Q\varphi_2)$ болот. Муну 2.2.7-ге койсок төмөнкүнү алабыз: $A = Q \cdot (\varphi_1 - \varphi_2)$ (2.2.9), мында φ_1 жана φ_2 талаанын 1чи жана 2чи чекиттердеги дармандары. Бул (2.2.9) сындамадан (формуладан) жумуштун практикада колдонула турган бирдиги келип чыгат. *Эгерде дүрмөт катарында электрондун дүрмөтүн алсак, ал эми дарманды (потенциалды) Вольт менен өлчөсөк, анда жумуш электрон-Вольт бирдиги менен өлчөнөт.* Ал кыскача $A = 1эВ$ түрүндө жазылат: $1эВ = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ *Дж.*

§ 2.3. Электр талаанын чыңалышы менен дармандар (потенциалдар) айырмасынын байланышы. Бирдей дармандык (эквипотенциалдык) беттер

Жогоруда 1.6. параграфта көрсөтүлгөндөй, сырткы бети гана бир калыпта оң белгиде (+) дүрмөттөлгөн шардын ичинде электростатикалык талаанын индукция вектору (багыттамасы) жана чыңалышы нөлгө барабар болот. Ал эми шардын ичиндеги баардык чекиттерде электр талаанын потенциалдары бирдей болот, б.а. $\varphi = const$ болот. Ошондуктан *сырткы бети гана дүрмөттөлгөн шардын ичи эквипотенциалдык көлөмгө ээ,* б.а. баардык чекиттеринин потенциалдары бирдей болот. Ал эми шардын бетиндеги баардык чекиттер бирдей дарманга (потенциалга) ээ. Ошентип *шардын бети бирдей дармандык (эквипотенциалдык) бет* болот. *Шардын борборунан бирдей аралыкта жаткан шардын сыртындагы беттер дагы бирдей дармандык (эквипотенциалдык) беттерди* $(\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3 ...)$ *түзөт (2.3.1а-сүрөт).* Бул сүрөттөн көрүнгөндөй бир калыпта оң белгиде дүрмөттөлгөн шардын электр талаасынын чыңалыш $\vec{E}$ вектору ушул беттен радиусу R боюнча сыртка тик багытталат. Эгерде ушул шар терс дүрмөттөлсө, анын $\vec{E}$ вектору шарга тик сайыла багытталат (2.3.1б-сүрөт). Шардын бетиндеги дарман төмөнкү сындама менен табылат:



2.3.1а-сүрөт.



2.3.1 б-сүрөт

Оң белгидеги (a) жана терс белгиде $(\acute{a})$ дүрмөттөлгөн шарлардын электростатикалык талааларындагы эквипотенциалдык беттер $(\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3 ...)$ жана чыңалыш векторлору $(\vec{E})$.

$\varphi_в = \dfrac{Q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 R}$ (2.3.1), мында R – шардын радиусу; Q – шардын бетиндеги дүрмөт.

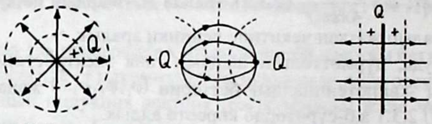
Шардын ичиндеги ар бир чекиттин дарманы (потенциалы) ошол эле (2.3.1) формула менен аныкталат. Ал эми шардын сыртындагы электр талаанын ар бир чекитиндеги дарман (потенциал) төмөнкүчө аныкталат: $\varphi = \dfrac{Q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r}$ (2.3.2), мында r – шардын борборунан талаанын каралып жаткан чекитине чейинки аралык.

Жогоруда, дүрмөттөлгөн шардын гана электростатикалык талаасындагы эквипотенциалдык беттерин $(\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3 ...)$ жана чыңалыш векторун $(\vec{E})$ 2.3.1 а,б-сүрөтөрдө көрсөтө алдык.

Эми, бир чекиттик дүрмөттүн, кош чекиттик дүрмөттөрдүн жана дүрмөттөлгөн тегиздиктин электр талааларындагы эквипотенциалдык $(\varphi = const)$ беттердин жана чыңалыштын (E) күч сызыктарын сүрөттө көрсөтөлү. Бул маселени чечиш үчүн эквипотенциалдык бет менен электрдик чыңалыш векторунун ортосундагы бурчту аныктоо зарыл. Ушул максатта төмөнкүчө ой жүгүртөбүз. Ар кандай дүрмөттү (Q_1) эквипотенциалдык бет боюнча которууда $A = Q_1(\varphi_1 - \varphi_2)$ (2.3.3) жумуш аткарылбайт. Анткени эквипотенциалдык беттин баардык чекиттеринде потенциалдары бирдей болот: $\varphi_1 = \varphi_2$ же $(\varphi_1 - \varphi_2) = 0$. Ошондуктан $dA = Q_1 \cdot d\phi = 0$ (2.3.4). Ушул эле жумушту электр талаанын чыңалышы менен туюнталы, анда $dA = \vec{F} \cdot d\vec{l} \cdot \cos\left(\vec{F}, \hat{} \, d\vec{l}\right)$ (2.3.5), мында $\vec{F} = Q_1 \cdot \vec{E}$ (2.3.6). Акыркы эки формуладан $dA = Q_1 \cdot \vec{E} \cdot d\vec{l} \cdot \cos\left(\vec{F}, \hat{} \, d\vec{l}\right)$ (2.3.7). (2.3.7) менен (2.3.4) дөн $Q_1 \cdot \vec{E} \cdot d\vec{l} \cdot \cos\left(\vec{E} \cdot \hat{} \, d\vec{l}\right) = 0$ (2.3.8). Ушул формуладагы чоңдуктар $Q_1 \neq 0$, $E \neq 0$, $dl \neq 0$ нөлгө барабар эмес. Мында $d\vec{l}$ – эквипотенциалдык беттеги чексиз кичине жол (сызык). Демек, (2.3.8) туюнтманын $\cos\left(\vec{E},\hat{}\ d\vec{l}\right)$ көбөйтмөсү гана нөлгө барабар болот же $\cos\left(\vec{E},\hat{}\ d\vec{l}\right) = 0$, мындан $\vec{E} \perp d\vec{l}$ экендиги чыгат, б.а. чыңалыштын вектору $(\vec{E})$ эквипотенциалдык бетке дайыма тик багытталган же *электр талаанын күч сызыктары эквипотенциалдык бетке дайыма тик багытталган*. Мындан эквипотенциалдык беттин электр талаада жайгашуу багытын аныктоого болот жана эквипотенциалдык бет аркылуу электростатикалык талаанын сыны (формасы, конфигурациясы) аныкталат. Мисалы 2.3.2-сүрөттө чекиттик дүрмөт, кош чекиттик дүрмөттөр жана дүрмөттөлгөн тегиздик, булардын эквипотенциалдык беттери үзүк сызык менен жана күч сызыктары стрелкасы бар туташ сызык менен көрсөтүлгөн.

Чекиттик дүрмөттүн талаасында эквипотенциалдык беттер шардын бетиндей сынга ээ (2.3.2а-сүрөт).

Кош чекиттик заряддардын таласында эквипотенциалдык беттердин сыны бирдей болбойт (2.3.2б-сүрөт).

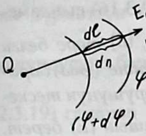


2.3.2,а-сүрөт *2.3.2 б-сүрөт* *2.3.2в-сүрөт*

Чекиттик (а), кош чекиттик (б) жана жалпак тегиздик (в) түрүндөгү дүрмөттөрдүн электр талааларындагы эквипотенциалдык беттер.

Дүрмөттөлгөн тегиздиктин электр талаасындагы эквипотенциалдык беттер ушул дүрмөттөлгөн тегиздикке жарыш тегиздиктер түрүндө болот (2.3.2в-сүрөт). Жогоруда, электр талаасындагы эквипотенциалдык бетке күч сызыктар дайыма тик багытталаары көрсөтүлдү.

Төмөн жакта электр талаанын чыңалышы (E) менен анын потенциалдар айырмасы $(\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2)$ ортосундагы байланыш каралат. Чекиттик оң белгидеги дүрмөт (Q) жараткан электр талаанын потенциалынын аныктамасы боюнча $\varphi = \dfrac{Q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r}$ (2.3.7) алынат. Бул учурдагы эквипотенциалдык беттер 2.3.3-сүрөттөгүдөй жайгашат. Эквипотенциалдык беттер ортосундагы аралыкта дүрмөттү (Q_1) которууда аткарылган жумуш:



2.3.3-сүрөт. Оң белгидеги чекиттик дүрмөттүн $(+Q)$ электр талаасынын потенциалдары $(\varphi + d\varphi; \varphi)$.

$dA = Q_1 \cdot E \cdot dn$ (2.3.8) – күч сызык боюнча которулганда;

$dA = +Q_1 \cdot E_l \cdot dl$ (2.3.9) – ар кандай сызык боюнча которулганда;

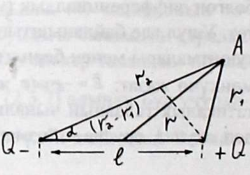
$dA = - Q_1 \cdot d\varphi$ (2.3.10) – энергиянын кемишинин эсебинен которулганда. Биринчи жана үчүнчү туюнтмалардан $E = -\frac{d\varphi}{dn}$ (2.3.11), экинчи жана үчүнчүлөрдөн $-E_l = -\frac{d\varphi}{dl}$ (2.3.12) алынат. Акыркы эки формуладан: *потенциалдын градиенти* $\left(\frac{d\varphi}{dn}, \frac{d\varphi}{dl}\right)$ *чыңалышка (E) барабар болот. Терс белги (–) чыңалыштын вектору $(\vec{E})$ дайыма потенциалдын кемүүсүн көздөй багытталганын айкындайт*. Биздин учурда, б.а. 2.3.3-сүрөттө *dn=dl* болот. Жалпы учурда дайыма $dn \prec dl$ болот. Бул учурда потенциалдын градиенти эквипотенциалдык беттин нормалы (тиги) боюнча дайыма чоң мааниге ээ болот. (2.3.11) жана (2.3.12) боюнча потенциалдар айырмасын $(\Delta\varphi)$ эсептөөгө болот, б.а. $d\varphi = -Edn$, мындан $\int_{\varphi 1}^{\varphi 2} d\varphi = -\int E \cdot dn$, демек, $(\varphi_2 - \varphi_1) = -\int E \cdot dn$ же $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = -\int E \cdot dn$ (2.3.13) же $d\varphi = -\int E \cdot dl$, демек, $(\varphi_2 - \varphi_1) = -\int E_l \cdot dl$. $\Delta\varphi = -\int E_l \cdot dl$ (2.3.14).

Жогоруда алынган (2.3.11) жана (2.3.12) туюнтмалары электр талаанын чыңалышынын (E) потенциалдар айырмасы $(d\varphi)$ менен болгон дифференциалдык түрдөгү скалярдык байланыштарын көрсөтөт. Ушул эле байланыштын интегралдык түрү (2.3.13) жана (2.3.14) туюнтмалары менен берилген. Бул байланышты вектордук түрдө төмөнкүчө жазат: $\vec{E} = -grad\varphi$ же $\vec{E} = -\nabla\varphi$ (2.3.15), мында $\vec{E}$ – электростатикалык талаанын чыңалышынын вектору; мында $grad$ – *градиент* деп окулат, орусча – "изменение", кыргызча – "аралыктан өзгөрүү" дегенди билдирет. *grad* φ *– вектордук чоңдук*. Ал эми ∇ *– набла* деп окулат жана *ар кандай чоңдуктун аралыктан өзгөрүшүн көрсөтөт:* $grad\varphi = \nabla\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial x} + \frac{\partial\varphi}{\partial y} + \frac{\partial\varphi}{\partial z}$ (2.3.16). Бул (2.3.15) жана (2.3.16) сындамалары (формулалары) боюнча: *талаанын чыңалышы* $(\vec{E})$ *терс белги менен алынган дармандын (потенциалдын) градиентине* (grad) *барабар, б.а. дармандын (потенциалдын) аралыктан өзгөрүшүнүн тескери белгидеги чоңдугу* $\left(\frac{\partial\varphi}{\partial l}\right)$ *электр талаанын чыңалышын (Е) берет.* Эгерде (2.3.16) сындамасын (формуласын) скалярдык түрдө жазсак төмөнкүдөй болот: $E = -\frac{d\varphi}{dr}$ (2.3.17). Бул байланыштын эң жөнөкөй түрү конденсатордун талаасы үчүн төмөнкүчө жазылат: $E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d}$ (2.3.18), мында φ_1 жана φ_2 конденсатордун коюлмаларынын (обкладкаларынын) дармандары (потенциалдары); d – коюлмалардын (обкладкалардын) ортосундагы аралык. (2.3.17) жана (2.3.18) туюнтмалардан көрүнгөндөй электростатикалык талаанын чыңалышынын бирдиги СИде $1СИ_E = \frac{1Вольт}{1метр} = 1\left[\frac{В}{м}\right]$ болот же анын индукциясынын (D) бирдиги $1СИ_D = 1\frac{Ф}{м}\frac{В}{м} = 1\frac{Кл}{м^2}$ болот. Мында Ф – Фарад, электр сыйымдуулуктун СИ деги өлчөө бирдиги

Демек коюлмалардын (обкладкалардын) дармандарын (потенциалдарын, φ_1, φ_2) билүү менен конденсатордун ичиндеги электр талаанын чыңалышын (E) же индукциясын (D) таап алса болот.

Илимде гана эмес, электрорадиотехникада, өнөр жайларда, айыл чарба техникаларында, электродинамиканын негизги түшүнүктөрү *потенциал* жана *потенциалдар айырмасы (чыңалуу)* кеңири колдонулат. Ошондуктан төмөндө ушул *түшүнүктөргө арналган бир нече маселелерге токтололу*.

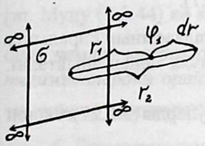
1. Кош уюлдун (диполдун) электр талаасынын потенциалын аныктоо (2.3.4-сүрөт).



2.3.4-сүрөт. Кош уюлдун (диполдун) электр талаасынын потенциалы.

Суперпозиция принциби (көз карандысыздык жобосу) боюнча $\varphi = \sum_{i=1}^{n} \varphi_i = \varphi_1 + \varphi_2$ (2.3.19), б.а. А чекитиндеги талаанын потенциалы (φ) эки дүрмөттүн $(-Q,+Q)$ ушул чекиттеги потенциалдарынын (φ_1,φ_2) кошундусуна барабар. Мында $\varphi_1 = \frac{+Q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r_1}$; $\varphi_2 = \frac{-Q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r_2}$ (2.3.20). Муну (2.3.19) га коюп $\varphi = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$ (2.3.21) алынат. Адатта кошуюлдун ийни (узундугу, l) андан А чекитине чейинки аралыктардан көп эсе кичине болот, б.а. $l \prec r_1, l \prec r_2$. Ошондуктан $r_1 \approx r_2 = r$ деп эсептелет. Мисалы *диэлектриктин молекулалары диполь катарында каралат.* Анда (2.3.21) туюнтманы $\varphi = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon}\frac{(r_2 - r_1)}{r_1 \cdot r_2}$ түрүндө жазып, $r_1 \cong r_2 = r$ эске алып жана 2.3.4-сүрөттөн $(r_2 - r_1) = l\cos\alpha$ ны таап $\varphi = \frac{Q \cdot l \cdot \cos\alpha}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon\, r^2}$ (2.3.22) туюнтмасын алабыз. Мында $Q \cdot l = p$ *чоңдугу кошуюлдун (дипольдун) учуру (моменти); l*– кошуюлдун (дипольдун) ийни. Анда $\varphi = \frac{p \cdot \cos\alpha}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r^2}$ (2.3.22а) болот. Ошентип *кошуюлдун электр талаасынын r аралыгындагы потенциалы* (φ) *анын кош уюлдук учуруна (дипольдук моментине,* p*),* $\cos\alpha$ *га түз, ал эми* r^2 *ка тескери пропорциялаш.*

2. *Бир калыпта дүрмөттөлгөн чексиз* (∞) *өлчөмдүү тегиздиктин потенциалы* (2.3.5-сүрөт).



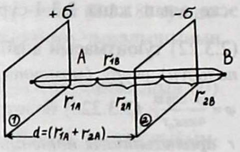
2.3.5-сүрөт. Бир калыпта дүрмөттөлгөн чексиз (∞) өлчөмдүү тегиздиктин потенциалы.

Бул учурдагы электр талаа бир тектүү болот жана анын чыңалышы $E = \frac{\sigma}{2\varepsilon\varepsilon_0}$ (2.3.23) менен аныкталат [§1.6; (1.6.23)]. Дагы, мунун талаасындагы эквипотенциалдык беттер тегиздик түрүнө ээ жана дүрмөттөлгөн тегиздикке жарыш болот.

2.3.5-сүрөттөн көрүнгөндөй: $\varphi_1 - \varphi_2 = d\varphi$; $[(\varphi_2 - \varphi_1) = -d\varphi, \text{т.к. } \varphi_1 \succ \varphi_2]$ $dr = r_2 - r_1$. Анда $d\varphi$ менен $\mathring{A}$ чоңдуктары

(2.3.12) боюнча төмөнкүчө байланышат: $d\varphi=-E\cdot dr$ (2.3.24). Бул жерде (2.3.23) тү (2.3.24) кө коёбуз: $d\varphi=-\frac{\sigma}{2\varepsilon\varepsilon_0}dr$ (2.3.25). Мында r аралыгындагы чекиттин потенциалын (φ) аныкташ үчүн дүрмөттөлгөн беттин потенциалын шарттуу түрдө нөлгө барабар деп алып (2.3.25) ти интегралдап φ ни аныктайбыз: $\varphi=\int_0^{\varphi}d\varphi=-\frac{\sigma}{2\varepsilon_0\varepsilon}\int_0^{r}dr=-\frac{\sigma r}{2\varepsilon_0\varepsilon}$. Ошентип *бир калыпта дүрмөттөлгөн чексиз өлчөмдүү тегиздиктин потенциалы* $\varphi=-\frac{\sigma r}{2\varepsilon_0\varepsilon}$ (2.3.26) болот.

3. Бир калыпта дүрмөттөлгөн эки чексиз тегиздиктердин электр талаасынын потенциалдары (2.3.6-сүрөт).



2.3.6-сүрөт. Бир калыпта дүрмөттөлгөн чексиз эки тегиздиктин электр талаасынын потенциалдары.

Дүрмөттөлгөн тегиздиктердин сыртындагы В чекитинин потенциалы суперпозиция принциби (көз карандысыздык жобосу) боюнча төмөнкүчө аныкталат: $\varphi_в=\sum_{i=1}^{n}Q_i=\varphi_{1в}+\varphi_{2в}$ (2.3.27).

Дүрмөттөлгөн ар бир тегиздиктин электр талаасынын r аралыкта жаткан чекитиндеги потенциалы (2.3.26) формула менен аныкталат. Анда $\varphi_{1B}=-\frac{\sigma\, r_{1B}}{2\varepsilon_0\varepsilon}$; $\varphi_{2B}=-\left(\frac{-\sigma\cdot r_{2B}}{2\varepsilon_0\varepsilon}\right)=+\frac{\sigma\cdot r_{2B}}{2\varepsilon_0\varepsilon}$ алабыз. Буларды (2.3.27)ге коюп

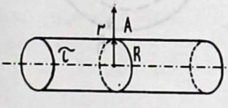
$\varphi_B=\varphi_{1B}+\varphi_{2B}=\frac{\sigma\left(r_{2B}-r_{1B}\right)}{2\varepsilon_0\varepsilon}=-\frac{\sigma\left(r_{1B}-r_{2B}\right)}{2\varepsilon_0\varepsilon}$ (2.3.28) алынат. Мында $\varphi_В$ – дүрмөттөлгөн эки тегиздиктин В чекитинде жараткан (түзгөн) жалпы (толук) потенциалы. (2.3.26) туюнтма боюнча $+\sigma$ тегиздиктин (2.3.6-сүрөт) $-\sigma$ тегиздик турган жердеги потенциалы $\varphi_{+\sigma}=-\frac{\sigma d}{2\varepsilon_0\varepsilon}$ (2.3.29) болот. Ал эми $-\sigma$ тегиздиктин $+\sigma$ тегиздиги турган жердеги потенциалы

$\varphi_{-\sigma} = -\left(\frac{-\sigma \cdot d}{2\varepsilon_0 \varepsilon}\right) = +\frac{\sigma \cdot d}{2\varepsilon_0 \varepsilon}$ (2.3.40). Мында $d = (r_{1A} + r_{2A})$ ушул эки тегиздиктин ортосундагы аралык; ε – чөйрөнүн диэлектриктик өтүмдүүлүгү; ε_0 – электрдик турактуу. Бул *эки дүрмөттөлгөн тегиздиктер ортосундагы потенциалдар айырмасы* $U = (\varphi_{+\sigma} - \varphi_{-\sigma}) = -\frac{\sigma d}{2\varepsilon_0 \varepsilon} - \frac{\sigma d}{2\varepsilon_0 \varepsilon} = -\frac{\sigma \cdot d}{\varepsilon_0 \varepsilon}$ же $U = (\varphi_{-\sigma} - \varphi_{+\sigma}) = -\frac{\sigma \cdot d}{2\varepsilon_0 \varepsilon} - \left(-\frac{\sigma \cdot d}{2\varepsilon_0 \varepsilon}\right) = +\frac{\sigma \cdot d}{\varepsilon_0 \varepsilon}$ (2.3.41) болот.

Дүрмөттөлгөн чексиз эки жарыш тегиздиктердин ортосундагы ар кандай эле А чекитиндеги потенциалы (φ_A) суперпозиция принциби (көз карандысыздык жобосу) боюнча, ар бир тегиздиктин ушул чекитиндеги потенциалдарынын $(\varphi_{+A}, \varphi_{-A})$ кошундусуна барабар: $\varphi_A = \varphi_{+A} + \varphi_{-A}$ (2.3.42). Мында φ_{+A} *жана* φ_{-A} чоңдуктары (2.3.26) туюнтмасы боюнча төмөнкүчө аныкталат:

$\varphi_{+A} = -\frac{\sigma \cdot r_{1A}}{2\varepsilon_0 \varepsilon}$; $\varphi_{-A} = -\frac{(-\sigma \cdot r_{2A})}{2\varepsilon \varepsilon_0} = +\frac{\sigma r_{2A}}{2\varepsilon \varepsilon_0}$ (2.3.43). Буларды (2.3.42) ге коюп $\varphi_A = \varphi_{+A} + \varphi_{-A} = -\frac{\sigma \cdot r_{+A}}{2\varepsilon \varepsilon_0} + \frac{\sigma \cdot r_{-A}}{2\varepsilon \varepsilon_0} = \frac{\sigma}{2\varepsilon \varepsilon_0}(-r_{1A} + r_{2A}) = -\frac{\sigma}{2\varepsilon_0 \varepsilon}(r_{1A} - r_{2A})$. Ошентип $\varphi_A = -\frac{\sigma}{2\varepsilon \varepsilon_0}(r_{1A} - r_{2A})$ (2.3.44). 2.3.6-сүрөттөн көрүнгөндөй $(r_{1A} + r_{2A}) = d$ – тегиздиктер ортосундагы аралык, мындан $r_{2A} = (d - r_{1A})$ чыгат. Муну (2.3.44) кө коюп $\varphi_A = -\frac{\sigma}{2\varepsilon \varepsilon_0}[r_{+A} - (d - r_{-A})]$. Натыйжада *өлчөмдөрү чексиз чоң болгон, ар башка белгиде (+,–) дүрмөттөлгөн эки тегиздиктердин ортосундагы ар кандай А чекиттеги потенциалы* төмөнкүчө аныкталат: $\varphi_A = -\frac{\sigma}{2\varepsilon \varepsilon_0}(2r_{+A} - d)$ (2.3.45).

4. Дүрмөттөлгөн чексиз узун цилиндрдин (ичке жиптин, зымдын) электр талаасынын потенциалы (2.3.7-сүрөт). Чексиз узун ичке цилиндрдин сызыктуу тыгыздыгы τ өлчөмүндө дүрмөттөлгөн. “А” чекитинде электр талаанын чыңалышы (E) төмөнкүчө аныкталат:

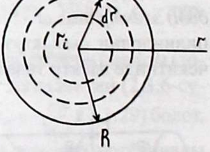


2.3.7-сүрөт. Дүрмөттөлгөн чексиз узун цилиндрдин (ичке жиптин, зымдын) электр талаасынын потенциалы.

$E=\frac{\tau}{2\pi\varepsilon_0\varepsilon r}$ (2.3.46). Мында r – цилиндрдин огунан А чекитине чейинки аралык; R – цилиндрдин радиусу. 2.3.7-сүрөттөн көрүнгөндөй эквипотенциалдык бет цилиндрдик сынга (формага) ээ. Ошондуктан эквипотенциалдык беттин нормалынын (n) өзгөрүшү (dn) r дин өзгөрүшүнө (dr) барабар: $dn=dr$. Бул жерде электр чыңалышы (E) менен потенциалдар айырмасынын $(d\varphi)$ ортосундагы байланышты ($d\varphi=-Edn$ ди) $d\varphi=-E\cdot dr$ (2.3.47) түрүндө жазабыз. (2.3.46) ны (2.3.47)ге коюп $d\varphi=\frac{\tau}{2\pi\varepsilon_0\varepsilon}\cdot\frac{dr}{r}$ (2.3.48) алабыз. Муну (2.3.48) интегралдап потенциалдар айырмасын табабыз: $\int_{\varphi 1}^{\varphi 2} d\varphi=\frac{\tau}{2\pi\varepsilon_0\varepsilon}\int_{r_1}^{r_2}\frac{dr}{r}$, мындан $(\varphi_2-\varphi_1)=\frac{\tau}{2\pi\varepsilon\varepsilon_0}\ln r\Big|_{r_1}^{r_2}=\frac{\tau}{2\pi\varepsilon\varepsilon_0}(\ln r_2-\ln r_1)=\frac{\tau}{2\pi\varepsilon\varepsilon_0}\ln\frac{r_2}{r_1}$. Ошентип $(\varphi_2-\varphi_1)=\frac{\tau}{2\pi\varepsilon\varepsilon_0}\ln\frac{r_2}{r_1}$ (2.3.49). Ушул формула менен *дүрмөттөлгөн чексиз узун цилиндрдин электр талаасынын потенциалдар айырмасы* аныкталат.

5. Бир калыпта дүрмөттөлгөн сферанын (шардын) электр талаасынын потенциалы (2.3.8-сүрөт).

Жогоруда (1-бап) белгилүү болгондой дүрмөттөлгөн сферанын (шардын) сыртындагы электр талаасынын ар кандай чекиттеги (r) чыңалышы $E=\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2}$ (2.3.50) менен аныкталат. Бул учурда (2.3.8-сүрөт) эквипотенциалдык (бирдей потенциалдык) беттер борбордошкон (бир борбордун тегерегиндеги) сфералык беттер (үзүк сызыктар) болуп саналат. Демек, бул беттерге жүргүзүлгөн нормаль $\vec{n}$, тик сызык) жана сферанын радиустары $(\vec{r})$ дал келишет.



2.3.8-сүрөт. Бир калыпта дүрмөттөлгөн сферанын (шардын) электр талаасынын потенциалы.

Ошондуктан алардын өзгөрүүлөрү дал келишет, б.а. $dn=dr$. Ошентип $d\varphi=E\cdot dn$ ди $d\varphi=-Edr$ ге алмаштырабыз. Бул туюнтмалардан $d\varphi=-\dfrac{Q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon}\dfrac{dr}{r^2}$ (2.3.51). Мындан $\int_0^{\varphi}d\varphi=\dfrac{-Q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon}\int_r^{\infty}\dfrac{dr}{r^2}$, б.а. $\varphi=\dfrac{Q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r}$ (2.3.52). Ошентип *дүрмөттөлгөн сферанын заряды* (Q) *анын борборуна чогулуп калгандай болуп электр талаасын пайда кылат дагы, анын чыңалыштары жана потенциалдары чекиттик дүрмөттөрдүн формулалары менен аныкталат. Сферанын бетиндеги* $(r=R)$ *потенциал:* $\varphi=\dfrac{Q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon R}$ (2.3.52), мында R – сферанын радиусу; ε – чөйрөнүн диэлектриктик өтүмдүүлүгү.

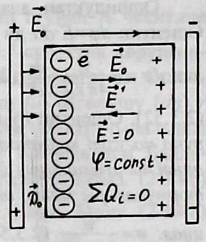
§ 2.4. Электростатикалык талаадагы өткөргүч. Электростатикалык индукция кубулушу

Өткөргүчтөр өзүнүн агрегаттык абалы боюнча *төрткө бөлүнөт: катуу* (металлдык, иондук); *суюк* (электролиттик, эритмелер); *газ* (иондуу газдар); *плазма* (учкундар, оттор, чагылган, жылдыздар ж.б.). Бул жерде катуу абалдагы гана өткөргүчтөр каралат.

Ир алды электр талаасындагы металлдык өткөргүчтү карайлы (2.4.1а-сүрөт). *Металлдык өткөргүч* сырткы электрдик талаада $(\vec{E}_0)$ турат дейли. Бош электрондор сырттан берилген электр талаасына $(\vec{E}_0)$ каршы багытта кыймылдашып металлдык (электрондук) өткөргүчтүн сол жагына жыйылышкандыктан, анын оң тарабында терс дүрмөттөр (электрондор) жетишсиз болуп калат.

Ошентип бул өткөргүчтүн сол жагы терс белгиде дүрмөттөлөт, ал эми оң тарабы оң белгиде дүрмөттөлөт. Натыйжада, электр талаасындагы өткөргүчтүн ичинде оңдон солго багытталган талаа $(\vec{E}^1)$ пайда болот. Өткөргүчтөгү бош электрондун солго жылышы $\vec{E}_0=\vec{E}^1$ болгонго дейре жүрө берет, б.а. өткөргүчтүн ичиндеги жалпы (толук) электр талаанын чыңалышы $(E=E_0-E^1=0)$ нөлгө барабар болот: $E=0$.

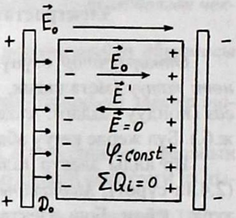
2.4.1а-сүрөт. Электростатикалык талаадагы металлдык (электрондук) өткөргүчтүн ичиндеги электр талаанын жалпы чыңалышы $(\vec{E})$.



а) электрондук өткөргүч

Эми сырткы электр талаасындагы **иондук өткөргүчтү** карайлы (2.4.1б-сүрөт).

2.4.1 б-сүрөт. Электростатикалык талаадагы иондук өткөргүчтүн ичиндеги электр талаанын жалпы чыңалышы $(\vec{E})$.

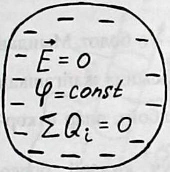


б) иондук өткөрүч

Мындай өткөргүчтө оң жана терс белгиде дүрмөттөлгөн иондор бирдей санда болушат. Мындай өткөргүчтөгү терс иондор сол жакка, оң иондор оң жакка чогулушат. Бул учурда да ички талаа $(\vec{E}^{\prime})$ оңдон солго багытталат жана $\vec{E}^{\prime} = \vec{E}_0$ болот. Ошентип, сырткы электр талаасындагы иондук өткөргүчтүн ичинде жалпы (толук) электр талаанын чыңалышы нөлгө барабар болот: $E = E_0 - E^{\prime} = 0$. Жогоруда 2.4.1б-сүрөттө көрсөтүлгөндөй электростатикалык талаага дүрмөттөлбөгөн өткөргүчтү койсок анын бир жагы оң, экинчи жагы терс белгиде дүрмөттөлөт. Мындай дүрмөтү жок өткөргүчтүн электростатикалык талаада дүрмөттөлүп калышы *электростатикалык индукция* кубулушу деп аталат. *Индукция*, орусча *"наведения"*, кыргызча *"пайда кылуу"* дегенди билдирет.

Эми терс белгиде дүрмөттөлгөн өткөргүчтүн ички электр талаасынын чыңалышын аныктап көрөлү (2.4.1в-сүрөт).

2.4.1в-сүрөтүнөн көрүнгөндөй дүрмөттөр (терс) өткөргүчтүн бетине жакын жайгашышкан. Анткени, өткөргүчтүн ичиндеги бир белгидеги (терс) дүрмөттөр өз ара кулондук күч менен түртүлүшүп отуруп өткөргүчтүн бетине жайланышып калышат. Натыйжада, өткөргүчтүн ичиндеги дүрмөттөрдүн жалпы саны $\left(\sum Q_i\right)$ нөл болот: $\sum_{i=1}^{n} Q_i = 0$. Демек ички талаанын чыңалышы бул учурда дагы нөл болуп калат: $E = 0$.



2.4.1 в-сүрөт. Терс белгиде дүрмөттөлгөн өткөргүчтүн ичиндеги электр талаанын чыңалышы $(\vec{E})$.

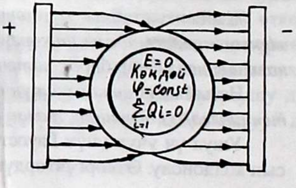
Жогоруда каралган үч учурда (2.4.1 а,б,в-сүрөт) тең өткөргүчтүн ичиндеги электр талаанын чыңалышы нөлгө барабар болду: E=0. Айрым учурларда мындан ($E=E_{ички}=0$) өткөргүчтүн ичинде электр талаасы болбойт деп да жыйынтык чыгарышат. Бирок, электр талаанын чыңалышы (E) менен потенциалдын байланышын эске алсак: $E = -\frac{d\varphi}{dl} = 0$ болот. Мындан $d\varphi = E \cdot dl = 0 \cdot dl = 0$ чыгат же $d\varphi = 0$. Муну интегралдап $\int d\varphi = const$ алабыз, б.а. потенциалдын өзгөрүшү ($d\varphi$) нөл дегендик, потенциал өзгөрбөйт же өткөргүчтүн ичиндеги баардык чекиттерде потенциал турактуу болот дегенди билдирет. Ошентип *өткөргүчтүн ичи эквипотенциалдык (бирдей потенциалдык) көлөм болуп саналат*.

Жыйынтыктайлы: *дүрмөттөлгөн өткөргүчтүн жана сырткы электр талаасындагы өткөргүчтүн ичиндеги электр талаанын чыңалышы нөл (E=0), бирок потенциалы (турактуу) болот*.

Натыйжада *өткөргүчтүн бети жана ичи бирдей дарманга (потенциалга) ээ болушат, талаа өткөргүчтүн сыртында гана болот*.

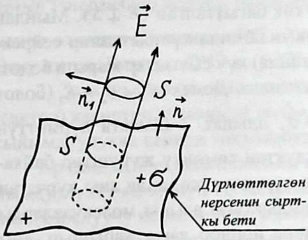
Ушул үч учур үчүн Гаусстун туюк бет үчүн жазылган теоремасын колдонолу. Өткөргүчтөрдүн (чөйрө менен чектешкен) бети туюк болгондуктан бул теореманы төмөнкүчө жазабыз: $\oint E_n dS = \dfrac{\sum_{i=1}^{n} Q_i}{\varepsilon \varepsilon_0}$. Мында $\oint E_n dS$ – туюк бет аркылуу өткөн электр талаанын чыңалышынын агымы; E_n – туюк беттен, тик (нормалдык) багытта чыккан электр талаанын чыңалышы; ε – чөйрөнүн диэлектриктик өтүмдүүлүгү; ε_0 – электрдик турактуусу; $\sum_{i=1}^{n} Q_i$ – өткөргүчтүн ичиндеги дүрмөттөрдүн кошундусу. Жогоруда көрсөтүлгөндөй өткөргүчтүн ичинде чыңалыш (E) нөлгө барабар: E=0. Демек E_n дагы нөлгө барабар болот, б.а. өткөргүчтүн ичинен чыңалыш агымы чыкпайт, анткени анын ичинде E=0. Натыйжада Гаусстун теоремасы боюнча $\dfrac{\sum_{i=1}^{n} Q_i}{\varepsilon_0 \varepsilon} = 0$ болот. Мындан $\sum_{i=1}^{n} Q_i = \varepsilon_0 \varepsilon \cdot 0 = 0$ алынат, б.а. сырткы электр талаасында жайгашкан дүрмөттөлгөн өткөргүчтүн ичинде дүрмөттөр болбойт, алар өткөргүчтүн сыртында гана жайгашат.

Эгерде сырткы электр талаадагы өткөргүч көңдөй болсо (2.4.2-сүрөт), көңдөйдөгү электр талаанын чыңалышы нөл болот $(E = 0)$, ал эми анын потенциалы турактуу болот $(\varphi = const)$. Бул учурда сырткы электр талаанын күч сызыктары көңдөй өткөргүчтүн сол жагына кирип, анын оң жагынан чыгып кетет. Ушундай шартта өткөргүчтүн көңдөйүндөгү нерселерге электр талаа таасир этпейт, б.а. өткөргүчтүн көңдөйүндөгү өткөргүчтөр электростатикалык индукция (таасирлөө) жолу менен дүрмөттөлбөйт, диэлектриктер уюлдашбайт (поляризацияланбайт). Ошондуктан өткөргүчтүн көңдөйүн нерселерди электр талаадан сактоо үчүн колдонушат. Муну адатта электрдик сактануу деп айтышат. Ушундай ыкма менен тетиктерди (лампаларды, конденсаторлорду, ж.б.) өткөргүч торлор (сеткалар) менен же өткөргүч калпактар менен жаап коюшат.



2.4.2-сүрөт. Сырткы электр талаадагы өткөргүчтүн көңдөйүндө талаанын чыңалышы нөл $(\vec{E} = 0)$ жана анын потенциалы турактуу $(\varphi = const)$ болот, ал эми талаанын күч сызыктары көңдөй өткөргүчтүн сол жагынан кирип оң жагынан чыгып кетет.

Жогоруда, сырткы электр талаасында жайгашкан өткөргүчтүн ичиндеги талаанын чыңалышын (E) жана потенциалын (φ) гана карадык. Ал эми дүрмөттөлгөн өткөргүчтүн бетиндеги жана ага жакын жерлердеги электр талаанын чыңалышы каралган жок. Бул бөксөөнү толтуруш үчүн, өзүнүн электр талаасында турган дүрмөттөлгөн өткөргүчтү же тышкы электр талаада жайгашкан (индукциялык жол менен дүрмөттөлгөн) өткөргүчтү карайбыз. Анда электростатикалык талаанын күч сызыктары өткөргүчтүн бетине тик багытталат, б.а. $E = E_n$ (2.4.3-сүрөт), демек, $E_t = 0$ (дүрмөттөр бет боюнча которулушбайт).

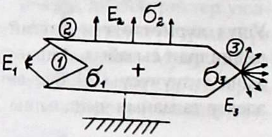


2.4.3-сүрөт. Дүрмөттөлгөн өткөргүчтүн электр талаасынын күч сызыктары анын бетине тик багытталат $(\vec{E} = \vec{E}_n)$.

Дүрмөттөлгөн беттеги жана ага жакын жердеги электростатикалык талаанын чыңалышын аныкташ үчүн Гаусстун теоремасын колдонобуз: $\oint E_n dS = \frac{\sum_{i=1}^{n} Q_i}{\varepsilon_0 \varepsilon}$. S аянтчанын чегинде $E_n = E = const$ болот. Ушул дүрмөттөлгөн беттин S аянтчасын өз ичине камтыган туюк цилиндрди сызабыз. Анын туурасынан кесилиш аянты S ке барабар жана түзүүчүсү (E_n) бул аянтчага тик багытталып, беттен чыккан электр талаанын чыңалышы E_n жарыш болот. Цилиндрдин ичиндеги дүрмөттөлгөн беттин S аянтчасында $\sum_{i=1}^{n} Q_i = Q = \sigma \cdot S$ дүрмөтү кармалып турат; σ– дүрмөттүн беттик тыгыздыгы. Е вектору цилиндрдин каптал ына тургузулган нормаль $(\vec{n}_1)$ менен 90° бурчту түзөт: $(\vec{E}, \vec{n}_1) = 90°$. Өткөргүчтүн ичинде, б.а. цилиндрдин төмөнкү ички бөлүгүндө E=0 болот. Демек талаанын агымы цилиндрдин тышкы (жогорку) бөлүгүндө гана болот, б.а. $\int_s dS = S$. Анда Гаусстун теоремасы $E \cdot S = \frac{\sigma \cdot S}{\varepsilon_0 \varepsilon}$. Мындан $E=\dfrac{\sigma}{\varepsilon_0\varepsilon}$ жана $D=\varepsilon_0\varepsilon E$ ни эске алсак $D=\sigma$ чыгат. Бул эки туюнтма $\left(E=\dfrac{\sigma}{\varepsilon_0\varepsilon},\ \ D=\sigma\right)$ дүрмөттөлгөн өткөргүчтүн бетине жакын жердеги электростатикалык талаанын чыңалышын жана индукциясын аныктайт. Бирок, бул эки туюнтма $E=const$ жана күч сызыктар жарыш болгон учур үчүн туура болот. Ушул эки туюнтма $\left(E=\dfrac{\sigma}{\varepsilon_0\varepsilon},\ \ D=\sigma\right)$ дүрмөттөлгөн өткөргүчтүн бети үчүн дагы туура деп эсептелет.

2.4.4-сүрөттөн көрүнгөндөй электр талаанын күч сызыктары (E) дүрмөттөлгөн өткөргүчтүн бетине тик багытталган ($E\perp S$). Мындан 1-аймакта, өткөргүчтүн бетине жакындаганда күч сызыктар сейректенет; 2-аймакта (капталынан караганда) күч сызыктар жарыш болот; 3-аймакта, күч сызыктар жыш жайгашат. Демек $E_1 \prec E_2 \prec E_3$ болот жана $E=\dfrac{\sigma}{\varepsilon_0\varepsilon}$ негизинде, $\sigma_1 \prec \sigma_2 \prec \sigma_3$ алынат. 3-аймакта дүрмөттүн беттик тыгыздыгы өтө чоң болгондуктан төмөнкү жүрүштөр байкалат: 1) эгерде өткөргүч оң белгиде дүрмөттөлсө, анда аны курчаган чөйрөдө электрондордун чоң ылдамдыктагы агыны молекулаларды иондойт. Натыйжада өткөргүчкө терс иондор дагы жабышып, аны дүрмөтсүздөндүрөт;

2) эгерде өткөргүч терс белгиде дүрмөттөлсө, анда өткөргүчтөн электрондор учуп чыгып, аны курчаган чөйрөдө иондор пайда болот. Натыйжада, өткөргүчкө оң иондор жабышып, анын дүрмөтсүздөндүрөт.



2.4.4-сүрөт. Электр талаанын күч сызыктары $(\vec{E})$ дүрмөттөлгөн өткөргүчтүн бетине (S) тик багытталат $(\vec{E}\perp S)$.

Бул эки учурда тең дүрмөттөр “жоголот”, б.а. өткөргүчтөн иондор чоң ылдамдыкта учуп чыгып *иондордун шамалын* пайда кылат. Иондордун өткөргүчтөн учуп чыгышы (же агып келиши) чагылган пайда болгондо, разряд жүргөндө орунга ээ болот. *Разряд жүргүзүү менен өткөргүчтүн дүрмөтүн “алып салууга” болот.* Бул ыкма техникада кеңири колдонулуп, тиешелүү аспаптардын (нерселердин) дүрмөтүн азайтууга (алып салууга) болот.

§ 2.5. Электрдик сыйымдуулук

Сыйымдуулук түшүнүгү физиканын үч бөлүгүндө колдонулат: 1) механикада, сыйымдуулук идиштин ички көлөмүн көрсөтүп, СИде $1м^3$ менен өлчөнөт;

2) *Термодинамикада, жылуулук сыйымдуулук заттын жылуулук санын (энергияны) кармоо (сактоо) касиетин мүнөздөп,* СИде $1 = \frac{Дж}{К}$ менен өлчөнөт (Джапаров Р.Д., Асанбаева Д.А Физика курсу. Том 1. Окуу китеп. Бишкек. 2013 ж. § 175. 299 б.).

3) *Электродинамикада,* өткөргүчтүн дүрмөттү (зарядды) кармоо (сактоо) касиетин *электрдик сыйымдуулук* дейт. Бул жерде электрдик сыйымдуулукка кеңири токтолобуз.

Ар кандай эле (механикалык; термодинамикалык; электрдик) сыйымдуулукту өлчөөнүн геометриялык (өлчөмү менен) жана физикалык (каралуучу нерсе менен) ыкмасы колдонулат. Ир алды физикалык ыкма менен электрдик сыйымдуулукту аныктоону үйрөнөлү.

Өткөргүчтү дүрмөттөгөндө анын баардык чекиттери бирдей дарманга (потенциалга) ээ боло турганын билебиз. Ал өткөргүчтүн дарманын (потенциалын φ) бир бирдикке жогорулатыш үчүн сырттан белгилүү сандагы дүрмөттү (Q) ага берүү керек. Ар бир обочолонгон өткөргүч өзүнчө белгилүү сандагы дүрмөттү (Q) алып дарманын (потенциалын, φ) бир бирдикке жогорулаткандыктан аны *обочолонгон өткөргүчтүн электр сыйымдуулугу* деп атап коюшкан.

Обочолонгонөткөргүчтүнэлектрсыйымдуулугутөмөнкүсындама (формула) менен аныкталат жана С–тамгасы менен белгиленет: $C = \frac{Q}{\varphi}$ (2.5.1). Анын өлчөө бирдигин табалы: $[C] = \frac{[Q]}{\varphi} = \frac{1Кл}{1В} = 1\frac{Кл}{В} = 1Фарад = 1Ф$,

б.а. дүрмөтүн 1 Кулонго өзгөрткөндө потенциалы 1 Вольтко өзгөргөн нерсенин (өткөргүчтүн) электр сыйымдуулугун 1 *Фарад* дейт. Ошентип өткөргүчтүн электр сыйымдуулугу СИ системасында (тутумунда) *Фарад* менен өлчөнөт.

Өткөргүчтүн электрдик сыйымдуулугу (*C*) анын сызыктуу өлчөмүнөн жана геометриялык сынынан (формасынан) көз каранды, бирок өткөргүчтүн тегинен (материалынан) жана агрегаттык абалынан көз каранды эмес.

Геометриялык сындары (формасы) бирдей болгон өткөргүчтөрдүн электрдик сыйымдуулугу анын сызыктуу өлчөмүнө жана аны курчаган чөйрөнүн диэлектриктик өтүмдүүлүгүнө (ε) *түз пропорциялаш болот.* Мисал катарында обочолонгон шардын электрдик сыйымдуулугунун формуласын карайлы: $C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon R$ (СИ тутумунда); $C = \varepsilon R$ (СГСЕ тутумунда). Мында R– шардын радиусу; ε_0– электрдик турактуусу (СИде); ε_0– чөйрөнүн салыштырма диэлектрдик өтүмдүүлүгү.

Эгерде боштуктагы (ваакумдагы, $\varepsilon=1$) обочолонгон шардын СГСЭ тутумундагы электр сыйымдуулугунун формуласын жазсак $C=R$ чыгат. Демек шардын сыйымдуулугу (СГСЭ де) анын радиусуна (*R*, сантиметр менен өлчөнгөн) барабар болот. Демек, шардын радиусу (см) анын электр сыйымдуулугуна барабар. Мисал катары Жердин электр сыйымдуулугун эсептейли. Жерди аба курчап турат. Анын диэлектриктик өтүмдүүлүгү бирге жакын $(\varepsilon = 1)$. Демек Жердин сыйымдуулугу $C_ж = R_ж = 6370 км = 6370 \cdot 10^3 м = 6370 \cdot 10^3 \cdot 10^2 см = 637 \cdot 10^6 см$ барабар. Эми Жердин электрдик сыйымдуулугун СИде өлчөйлү. Андыктан сыйымдуулуктун СИдеги (Ф) жана анын СГСЭдеги бирдиктеринин ортосундагы байланышты аныктоо зарыл. $1Ф = \frac{1Кл}{1В} = \frac{3 \cdot 10^9 СГСЕ_Q}{\frac{1}{300} СГСЕ_\varphi} = 9 \cdot 10^{11} см.$ Мындан $1СГСЕ_С = 1см = 1\frac{Ф^3}{9 \cdot 10^{11} 9} = \frac{1}{9} 10^{-11} Ф$. Жер үчүн

$$C_ж = 637 \cdot 10^6 см = 637 \cdot 10^6 \cdot \frac{1}{9} 10^{-11} = 70,7 \cdot 10^{-5} Ф = 707 \cdot 10^{-6} Ф = 707 \quad мкФ.$$

Ошентип *радиусу 6370 км болгон Жер шарынын электр сыйымдуулугу 707 микрофарадка барабар.* Техникада адатта сыйымдуулугу өтө кичине болгон гана өткөргүчтөр, тетиктер колдонулат. 1мкф дагы чоң сыйымдуулук болуп саналат. Анын миллиондон бир бөлүгү, $\frac{10^{-6} Ф}{10^6} = 10^{-12} Ф = 1$ пико Фарад техникада кеңири колдонулат, аны 1пФ деп белгилейт.

§ 2.6. Конденсаторлор

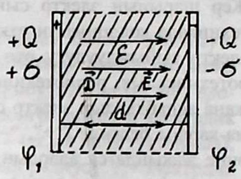
Жогоруда айтылгандай радиусу 6370 км болгон эбегейсиз зор Жер шарынын электр сыйымдуулугу 707мкФка барабар. Ал эми техникада колдонулган өткөргүчтөрдүн (тетиктердин, аспабдардын) электр сыйымдуулугу өтө кичине (10^{-12}Ф=1*п*Ф мааниге ээ. Электротехникалык, радиотехникалык, электроникалык ж.б. тетиктердин жана аспабдардын электр сыйымдуулугун көбөйтүш үчүн эки карама-каршы белгиде ("+", "–") дүрмөттөлгөн өткөргүчтөрдү бири-бирине жакындатса алардын электр сыйымдуулугу көбөйөт. Мындай тутумду (системаны) *конденсатор* деп аташат.

Конденсатор латындын "конденсаре" (орусча сгушение, кыргызча коюлануу) деген сөзүнөн алынган. Бууну суюктукка айландыруучу аспабды да конденсатор дейт. Мисалы ак булуттардагы суу буусу тамчыларга айланып кара булутту пайда кылышы жана суюк тамчылардын катуу мөндүргө айланышы да *конденсация* (коюлануу) деп аталат. Ал эми электр же магнит тааласын күчөткөн (коюланткан) аспабдарды *магниттик* же *электрдик конденсаторлор* дейт.

Азыркы мезгилде электро – жана радиотехникада электрдик конденсаторлордун көптөгөн түрлөрү кеңири колдонулат. Өзүнүн сыны (формасы) боюнча конденсаторлор жалпак, цилиндрдик жана сфералык (шардык) түрдө болушат. Алар сыйымдуулугу боюнча туруктуу жана өзгөрмөлүү болуп да бөлүнөшөт.

1. Жалпак электрдик конденсатор.

Жогоруда көрсөтүлгөндөй конденсатордун электр сыйымдуулугу анын өлчөмүнөн, сынынан (формасынан) жана эки коюлманын (обкладканын) ортосундагы өткөрбөгүчтүн (диэлектриктин) диэлектриктик өтүмдүүлүгүнөн (ε) көз каранды болот. Жалпак конденсатор эки жарыш жайланышкан ар түрдүү дүрмөт (заряд) менен заряддалган (дүрмөттөлгөн) жалпак пластинкалардан (обкладкалардан, коюлмалардан) турат. Алар (пластинкалар) бири-бирине жакын жайланышат жана пластинкалардын ортосунда диэлектрик (өткөрбөгүч) болот. Бул диэлектрик эки мааниге ээ: биринчиден, сыйымдуулукту жогорулатат (көбөйтөт); экинчиден, дүрмөттөрдү нейтралдашууга (жоюлууга) жол бербейт (2.6.1-сүрөт). Ар түрдүү (оң жана терс) белгиде бирдей өлчөмдө дүрмөттөлгөн эки жалпак өткөргүчтүн (пластинканын) ортосунда бир тектүү электр талаасы (багыттары жарыш жана чоңдуктары бирдей чыңалышка E жана индукцияга D ээ болгон талаа) пайда болот (2.6.1-сүрөт).

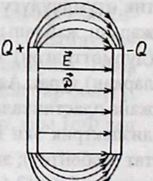


2.6.1-сүрөт. Жалпак конденсатордо бир тектүү электр талаа пайда болот.

Ал эми конденсатордун сыртында электр талаа пайда болбойт деп эсептелди. Анткени, конденсатордун эки жарыш жалпак обкладкалары (коюлмалары, пластинкалары) өлчөмү чексиз тегиздиктер деп эсептелди.

Чындыгында конденсатордун обкладкалары (коюлмалары) чектүү гана аянтка (S) ээ болушат (2.6.2-сүрөт). 2.6.2-сүрөттөн көрүнгөндөй конденсатордун ичинде (S аянтынын чегинде) гана талаа бир тектүү болот.

Ал эми конденсатордун үстү-астында жана алды-артында электр талаасы бир тектүү болбойт. Бул талаанын бир тектүү эместиктиги конденсатордун чектеринде орунга ээ болгондуктан ушул кубулушту *чектик кубулуш* деп аташат. Чектик кубулушту азайтыш үчүн конденсатордун коюлмаларынын (обкладкаларынын) аянттын чоңураак кылат жана алардын өз-ара аралыгын (d) кичирээк кылып алат. Ошентип, жалпак конденсатор негизинен бир тектүү гана электр талаасын жаратат деп эсептейбиз.



2.6.2-сүрөт. Жалпак конденсатордун ичинде гана бир тектүү электр талаа жайгашат.

2.6.1-жана 2.6.2-сүрөттөрдөн көрүнгөндөй, конденсаторду дүрмөттөө (заряддоо) сол жактагы обкладканын электрондорун оң жактагыга которуу жолу менен ишке ашырылат. Демек, конденсатордун дүрмөттөлүү деңгели, анын обкладкалар потенциалдарынын (φ_1, φ_2) айырмасы $(\varphi_1 - \varphi_2)$ менен аныкталат, б.а. $(\varphi_1 - \varphi_2) = U$. Мында U– электр талаанын чыңалуусу. Жалпак конденсатордун электрдик сыйымдуулугу $C = \frac{Q}{U}$ (2.6.1) менен аныкталат. Мында Q– ар бир обкладкадагы $(-Q, +Q)$ дүрмөттөр (дүрмөттүн сакталуу закону боюнча пластинкалардагы дүрмөттөрдүн жалпы саны нөлгө барабар).

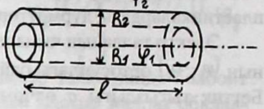
Электр талаанын чыңалышы (E) менен потенциалдар айырмасынын $(\varphi_1 - \varphi_2)$ ортосундагы байланыш боюнча $U = (\varphi_1 - \varphi_2) = E \cdot d$ (2.6.2). Беттик тыгыздыгы σ өлчөмүндө ар түрдүү белгиде дүрмөттөлгөн жалпак жарыш эки тегиздиктин ортосундагы электр талаанын чыңалышы (1.6.39) туюнтмасы боюнча $E = \frac{\sigma}{\varepsilon \varepsilon_0}$ (2.6.3) менен эсептелет. Ар бир пластинканын дүрмөтү $Q = \sigma \cdot S$ (2.6.4) менен аныкталат. Мында S– жалпак обкладканын (коюлманын) бетинин аянты. (2.6.1), (2.6.2), (2.6.3) жана (2.6.4) формулалардан $C = \frac{Q}{(\varphi_1 - \varphi_2)} = \frac{Q}{U} = \frac{\sigma \cdot S}{E \cdot d} = \frac{\sigma \cdot S \varepsilon_0 \varepsilon}{\sigma \cdot d} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{d}$ алынды. Ошентип *жалпак конденсатордун электрдик сыйымдуулугу* $C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{d}$ (2.6.5) менен аныкталат. Мында ε – конденсатордун обкладкаларынын ортосундагы чөйрөнүн (диэлектриктин) диэлектриктик өтүмдүүлүгү; ε_0 – электрдик турактуусу; S– бир обкладканын ички аянты; d– эки обкладканын ортосундагы аралык же диэлектриктин калыңдыгы. (2.6.5) формуладан көрүнгөндөй жалпак конденсатордун сыйымдуулугу (C) анын обкладкасынын аянтына (S) жана диэлектриктин диэлектриктик өтүмдүүлүгүнө түз пропорциалаш, ал эми обкладкалардын ортосундагы аралыкка (d) тескери пропорциалаш болот. Илимде жана техникада бир тектүү электр талааны жалпак конденсатордун жардамы менен гана алат.

2. Цилиндрдик конденсатор (2.6.3-сүрөт).

Бул цилиндрдик конденсатордун коюлмалары (обкладкалары) цилиндр түрүндө болот. Радиусу R_1 болгон цилиндр R_2 радиустуу цилиндрдин ичинде жайгашат. Обочолонгон өткөргүчтүн электр сыйымдулуугунун туюнтмасы (2.5.1) боюнча бир обкладка үчүн $C = \frac{Q}{\varphi}$

жазууга болот. Эки обкладканын тутумунун (конденсатордун) электр сыйымдуулугу $C = \frac{Q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{Q}{U}$ (2.6.6) болот.

Цилиндр түрүндөгү өткөргүчтүн электр талаасынын потенциалдар айырмасы (2.3.49) туюнтмасы боюнча жазылат: $(\varphi_1 - \varphi_2) = \frac{Q}{2\pi\varepsilon\varepsilon_0 l}\ln\frac{R_2}{R_1}$ (2.6.7). (2.6.6) га (2.6.7) ни коюп $C = \frac{2\pi\varepsilon\varepsilon_0 l}{\ln\frac{R_2}{R_1}}$ (2.6.8) *цилиндрдик конденсатордун электр сыйымдуулугунун формуласын* алдык. Эгерде цилиндрдик конденсатордун жылчыгы өтө кичинекей болсо, б.а. $R_1 = R_2 \approx R$ болсо, анда обкладканын бетинин аянты $S_1 = S_2 = S = 2\pi R \cdot l$ болот. Демек, мындай конденсатордун электр сыйымдуулугу $C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d} = \frac{2\pi\varepsilon_0\varepsilon Rl}{d}$ (2.6.9), б.а. обкладкаларынын радиустары боюнча өтө жакын болгон $(R_1 \cong R_2 \approx R)$ цилиндрдик конденсатордун электр сыйымдуулугуна абдан жакындайт.

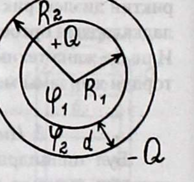


2.6.3-сүрөт. Цилиндрдик конденсатор.

3. Сфералык конденсатор.

Обкладкалары (коюлмалары) сфера сындуу (шар түрүндөгү) конденсатор сфералык болуп саналат. Бул учурда кичине радиустуу обкладка чоң радиустуунун ичинде болот.

Дүрмөттөлгөн сферанын (шардын) бетиндеги потенциалы $\varphi = \frac{Q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 R}$ (2.3.52) менен аныкталат. 2.6.4-сүрөттөн көрүнгөндөй ички обкладканын бетинин потенциалы $\varphi_1 = \frac{Q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 R_1}$ (2.6.10), ал эми сырткысынын $\varphi_2 = \frac{Q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 R_2}$ (2.6.11) болот.



2.6.4-сүрөт. Сфералык конденсатор.

Булардын потенциалдар айырмасы (чыңалуусу, U) $U = (\varphi_1 - \varphi_2) = \frac{Q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) = \frac{Q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\frac{(R_2 - R_1)}{R_1 \cdot R_2}$ (2.6.12) болот. Демек, *сфералык кон-*

денсатордун электр сыйымдуулугу $C = \frac{Q}{U} = \frac{Q}{\varphi_1 - \varphi_2} = 4\pi\,\varepsilon\varepsilon_0 \frac{R_1 \cdot R_2}{(R_2 - R_1)}$ (2.6.13) болот.

Сфералык конденсатордун обкладкаларынын ортосундагы жылчык (зазор, d) өтө жука болсо, б.а. $R_1 = R_2 \approx R$ болсо, анда $d = (R_2 - R_1) \prec R$ болот, мында $4\pi R^2 = S$ обкладканын аянты. Анда сфералык конденсатордун электр сыйымдуулугу жалпак конденсатордукундай болуп калат: $C_{cp} = C_{ж} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{\mathrm{d}}$.

4. Электролиттик конденсатор.

Биринчи жолу XVIII кылымда жасалган *конденсатор – Лейден банкасы* – ичинен жана сыртынан станиол менен капталган банка болуп эсептелет.

Кагаз конденсатору станиол тилкелеринен жасалат, ал эми парафинге каныктырылган кагаз тасма (лентасы) өткөрбөгүч (диэлектрик) болот.

Электролиттик конденсаторлордо фольганын тилкеси электролиттик эритмеде бекитилет, алюминий фольга бир обкладканы түзсө, эритме экинчи обкладканы түзөт, ал эми диэлектрик болуп фольганы каптаган алюминий окисинин жука кабыкчасы (катмары) эсептелет.

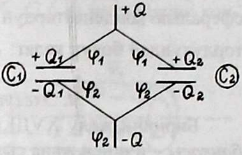
Электролиттик конденсаторлор жалпак, цилиндр жана сфера түрүндө даярдалгандыктан аларды эсептөөдө жогоруда көрсөтүлгөн (2.6.5), (2.6.8), (2.6.13) ж.б. формулалар (сындамалар) колдонулат.

Электролиттик конденсаторлор чоң электрдик сыйымдуулукка (С) ээ болот (жүздөгөн микрофарад, μФ). Анткени, анын диэлектриги (өткөрбөгүчү) өтө жука кабыкча (катмар, плёнка) түрүндө даярдалат, б.а. обкладкалардын ортосундагы жылчык (зазор, d) өтө жука катмар болот.

Бул параграфта (§ 2.6) көрсөтүлгөндөрдү жыйынтыктап айтканда, конденсаторлордун электр сыйымдуулугу, анын: 1 формасына; 2 өлчөмүнө жана 3 конденсатордун коюлмаларынын (обкладкаларынын) ортосуна салынган диэлектриктердин затына жараша болот. Ал заттын мүнөздөмөсү болуп баардык сындамаларга (формулаларга) кирген ε – салыштырмалуу диэлектриктик өтүмдүүлүгү (ε) менен сүрөттөлөт.

Конденсаторлорду бир батарея кылып, удаалаш, жарыш жана аралаш туташтырып, бул батареянын электр сыйымдуулугун каалаган өлчөмдө өзгөртүүгө болот. Ошондуктан конденсаторлордун бир батарея кылып жарыш жана удаалаш туташтырылышына кыскача токтололу.

2.6.5-сүрөттө көрсөтүлгөн жарыш туташтырылган эки (C_1 жана C_2) конденсатордун чогундусун (батареясын) карайлы.

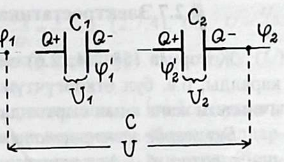


2.6.5-сүрөт. Жарыш туташтырылган конденсаторлор.

Мындан көрүнгөндөй эки конденсатор (C_1, C_2) тең бирдей потенциалдар айырмасына $(\varphi_1-\varphi_2)$ ээ, бирок түрдүүчө дүрмөттөлгөн ($+Q_2$ жана $-Q_1$). Дүрмөттөрдүн сакталуу закону боюнча конденсаторлордун чогундусунун (батареясынын) дүрмөтү (Q), аны түзгөн эки конденсаторлордун дүрмөттөрүнүн (Q_1 жана Q_2) кошундусуна барабар: $Q=Q_1+Q_2$ (2.6.14). Анда бул батареянын жалпы электр сыйымдуулугу $C=\dfrac{Q}{\varphi_1-\varphi_2}=\dfrac{Q_1+Q_2}{\varphi_1-\varphi_2}=\dfrac{Q}{\varphi_1-\varphi_2}+\dfrac{Q_2}{\varphi_1-\varphi_2}=C_1+C_2$ (2.6.15) болот. Ошентип, жарыш туташтырылган конденсаторлордун чогундусунун (батареясынын) электр сыйымдуулугу (C) ар бир конденсатордун электрдик сыйымдуулуктарынын (C_1 жана C_2) кошундусуна (суммасына) барабар: $C=C_1+C_2$ (2.6.15). Бул туюнтма айкындагандай жарыш туташтырылган ушул чогундунун (батареянын) электрдик сыйымдуулугу (C) ар бир конденсатордун

(C_1 жана C_2) сыйымдуулугунан дайыма чоң болот, б.а. электрдик сыйымдуулугун чоңойтуш үчүн конденсатордун батареясын жарыш туташтырыш зарыл. Ушул максатта (2.6.15) туюнтманы жалпыласак $C=\sum_{i=1}^{n}C_i$ (2.6.16) болот. Мында, n– батареядагы конденсаторлордун жалпы саны; C_i – i нчи конденсатордун сыйымдуулугу.

2.6.6-сүрөттө удаалаш туташтырылып түзүлгөн конденсатор батареясы көрсөтүлгөн. Конденсаторлорду удаалаш туташтырып алынган батареянын жалпы потенциалдар айырмасы ар бир конденсатордун потенциалдар айырмасынын кошундусуна барабар



2.6.6-сүрөт. Удаалаш туташтырылган конденсаторлор.

$U=(\varphi_1-\varphi_2)=(\varphi_1-\varphi_1^1)+(\varphi_2-\varphi_1)=U_1+U_2$ (2.6.17), б.а. батареянын жалпы чыңалуусу(U) ар бир конденсатордун чыңалууларынын (U_1 жана U_2) кошундусуна барабар: $U=U_1+U_2$ (2.6.18). Батареянын жалпы сыйымдуулугу $C=\dfrac{Q}{\varphi_1-\varphi_2}$ (2.6.19) болот, б.а. $(\varphi_1-\varphi_2)=\dfrac{Q}{C}$ (2.6.20) же (2.6.18) менен (2.6.20) ден $\dfrac{Q}{C}=U_1+U_2$ (2.6.21) чыгат. Мында ар бир конденсатор үчүн $U_1=\dfrac{Q}{C_1}$; $U_2=\dfrac{Q}{C_2}$ (2.6.22) алынат. Удаалаш туташтырууда ар бир конденсатор бирдей чоңдукта (Q) дүрмөттөлүшөт, б.а. $Q_1=Q_2=Q$ болот. Анда (2.6.21) менен (2.6.22) дан $\dfrac{Q}{C}=\dfrac{Q}{C_1}+\dfrac{Q}{C_2}$ алынат да, мындан $\dfrac{1}{C}=\dfrac{1}{C_1}+\dfrac{1}{C_2}$ (2.6.23) алабыз. Муну жалпыласак $\dfrac{1}{C}=\sum_{i=1}^{n}\dfrac{1}{C_i}$ (2.6.24) чыгат. Ошентип, удаалаш туташтырылган конденсаторлордун чоңдусунун (батареясынын, 2.6.6-сүрөт) электрдик сыйымдуулугунун (C) тескери чоңдугу $\left(\dfrac{1}{C}\right)$ ар бир конденсатордун сыйымдуулугунун (C_1 жана C_2) тескери чоңдуктарынын $\left(\dfrac{1}{C_1}\text{ жана }\dfrac{1}{\tilde{N}_2}\right)$ кошундусуна (суммасына) барабар: $\dfrac{1}{C}=\dfrac{1}{C_1}+\dfrac{1}{C_2}$ (2.6.25) же жалпылап жазсак $\dfrac{1}{\tilde{N}}=\sum_{i=1}^{n}\dfrac{1}{C_i}$ (2.6.26) болот. Натыйжада, удаалаш туташтырылган конденсаторлордун чогундусунун (батареясынын, C) электрдик сыйымдуулугу ар бир конденсатордун (C_1, C_2) сыйымдуулугунан аз болот, б.а. батареянын электрдик сыйымдуулугун азайтыш үчүн конденсаторлорду удаалаш туташтыруу зарыл. Конденсаторлорду аралашма туташтырып батареянын жалпы сыйымдуулугун көбөйтүп да, азайтып да өзгөртө берсе болот.

Конденсаторлорду туташтыруунун ушул үч ыкмасы тең электро – жана радиотехникада кеңири колдонулат.

§ 2.7 Электростатикалык талаадагы диэлектрик

Жогоруда (§§ 2.4; 2.6) электростатикалык талаадагы өткөргүч каралды, б.а. бул өткөргүчтүн бетиндеги, бетине жакын аймактагы, ичиндеги жана анын сыртындагы электр талаалары каралды.

Бул жерде электростатикалык талаадагы диэлектрик (өткөрбөгүч) каралат, б.а. диэлектриктин ичиндеги электр талаасы каралат.

Диэлектриктин электростатикалык талаага тийгизген таасирин биринчи жолу англия окумуштуусу Майкл Фарадей изилдеген. Ал жалпак конденсатордун коюлмаларынын (обкладкаларынын, пластинкаларынын) ортосундагы электрдик талаанын потенциалдар айырмасын $(\varphi_1 - \varphi_2)$ вольтметр (V) менен ир алды абада өлчөгөн $(\varphi_{01} - \varphi_{20})$, анан обкладкалардын ортосуна айнек пластинканы жайгаштырып, потенциалдар айырмасынын $(\varphi_1 - \varphi_2)$ төмөндөшүн байкаган, б.а. $(\varphi_{01} - \varphi_{02}) \succ (\varphi_1 - \varphi_2)$ (2.7.1) болоорун аныктаган.

Электрдик сыйымдуулуктун формуласын ушул эки учур үчүн колдонолу. Боштукта (адатта абада) $C_0 = \frac{Q}{U_0}$ орунга ээ, ал эми диэлектрикте (айнекте) $C = \frac{Q}{U}$ болот. Мында $U_0 = (\varphi_{01} - \varphi_{02})$ (2.7.1а) жана $U = (\varphi_1 - \varphi_2)$ (2.7.1б) болгондуктан, М.Фарадейдин байкоосу көрсөткөндөй (2.7.1) дин негизинде $U \prec U_0$ алабыз. Демек $C_0 \prec C$ диэлектрикти обкладкалардын ортосуна койгондо конденсатордун электрдик сыйымдуулугу чоңоёт. Ошентип $C = \varepsilon C_0$ (2.7.2) барабардыгы чыгат. Мындан $\varepsilon = \frac{C}{C_0}$ (2.7.3) алынат, бул жерде ε – салыштырма диэлектриктик турактуу же салыштырма диэлектриктик өтүмдүүлүк чоңдугу. Мисалы бул чоңдук суу үчүн 81ге, спирт – 27, слюда – 8, айнек – 7, фарфор – 6, парафин – 2, боштук (аба) – 1ге барабар экендиги, дагы баардык өткөрбөгүчтөр (диэлектриктер) үчүн тажрыйбада аныкталган жана көптөгөн техникалык адабияттарда (справочниктерде, маалыматтарда) көрсөтүлгөн. Ошентип электр талаасын диэлектрикте пайда кылган конденсаторлордун электр сыйымдуулугу, боштукка (абага) салыштырмалуу ε эсе чоңойот. Натыйжада, ушул эле конденсатордун диэлектригинде электр талаа ε эсе күчөтүлөт.

Диэлектриктин таасири астында электрдик талаанын башка дагы мүнөздөмөлөрү өзгөрөт. Мисалы, электр талаанын потенциалдар айырмасы азаят. Боштукта (абада) электр талаанын чыңалуусу $U_0 = \frac{Q}{C_0}$, ал эми диэлектрикте $-U=\frac{Q}{C}$. Демек $\frac{U_0}{U}=\frac{C}{C_0}=\varepsilon$ (2.7.4), б.а. $U=\frac{U_0}{\varepsilon}$ (2.7.5) болот. Демек, диэлектрикте электр талаанын чыңалуусу (U) боштуктагыга (U_0) караганда ε эсе азаят.

Диэлектриктеги электр талаанын потенциалы да (φ) боштуктагы (абадагыга, φ_0) караганда азая турганын көрсөтөлү. Потенциалдардын айырмасы чыңалууга барабардыгын эске алып, эки учур (боштуктагы жана диэлектриктеги) үчүн $(\varphi_1-\varphi_2)=U$; $(\varphi_{01}-\varphi_{02})=U_0$ (2.7.6) жазып, (2.7.5) ке коёбуз: $(\varphi_1-\varphi_2)=\frac{\varphi_{01}-\varphi_{02}}{\varepsilon}$ же $(\varphi_1-\varphi_2)=\frac{\varphi_{01}}{\varepsilon}-\frac{\varphi_{02}}{\varepsilon}$ (2.7.7). Мындан $\varphi_1=\frac{\varphi_{01}}{\varepsilon}$ жана $\varphi_2=\frac{\varphi_2}{\varepsilon}$ көрүнүп турат. Жалпы учур үчүн $\varphi=\frac{\varphi_0}{\varepsilon}$ (2.7.8) чыкты.

Диэлектрикте электр талаанын чыңалышы (E) боштуктагыга (E_0) караганда азаят. Анткени, чыңалыш (E) чыңалуунун (потенциалдар айырмасынын, $U=\varphi_1-\varphi_2$) байланышын эки учур үчүн жазсак $E_0=\frac{U_0}{\varepsilon}$; $E=\frac{U}{\varepsilon}$ болот. Булардын катышы $\frac{E_0}{E}=\frac{U_0}{U}$ (2.7.9) болот. Буга (2.7.5) ти коюп $\frac{E_0}{E}=\varepsilon$ (2.7.10) алабыз, б.а. диэлектрикте чыңалыш (E) боштукка (F_0) караганда ε эсе азаят, б.а. $E=\frac{E_0}{\varepsilon}$.

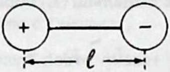
Диэлектриктеги сынамык дүрмөткө Q_0 таасир эткен кулондук күч (F) боштуктагыга (F_0) караганда ε эсе азаят. Анткени $F_0=Q_C E_0$; $F=Q_C E$ болсо, булардын катышы $\frac{F_0}{F}=\frac{E_0}{E}$ болот. Анда (2.7.10) ду эске алып $\frac{F_0}{F}=\varepsilon$ (2.7.11).

Диэлектриктеги электр талаанын индукция (D) чоңдугу боштуктагыга (D_0) салыштырмалуу ε (салыштырма диэлектрик өтүмдүүлүк) эсе чоң болот: $D=\varepsilon\cdot D_0$ (2.7.12). Боштукта $D_0=\varepsilon_0\cdot E$ (анткени $\AA=\AA_0$). Мында ε_0 – электрдик турактуусу. Анда (2.7.12) $D=\varepsilon\varepsilon_0\cdot E$ (2.7.13) түрүндө жазылат.

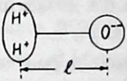
Жогоруда көрсөтүлгөндөй диэлектриктеги электр талаанын мүнөздөмөлөрүнүн (C,U,φ,E,D) боштуктагыга салыштырмалуу көп (ε) эсе өзгөрүшүн түшүндүрүш үчүн диэлектриктин ички түзүлүшүнө токтолобуз.

Электр тогун өткөрбөгөн заттар диэлектриктер (өткөрбөгүчтөр) деп аталат. Анткени, аларда эркин дүрмөттөр (заряддар) болбойт.

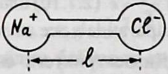
Диэлектриктерге катуу заттар: айнек, фарфор, ж.б.; суюктуктар: химиялык таза суу жана газдар (H_2,N_2) ж.б. кирет. *Диэлектриктер* *полярдык (уюлдуу) жана полярдык (уюлдук) эмес* болуп экиге бөлүнөт. *Полярдык (уюлдук) диэлектриктин молекуласы чымыр (жесткий) дипольду (кошуюлду) түзөт* (2.7.1а-сүрөт). Чымыр дипольду (кошуюлду) түзгөн молекуланын оң жана терс белгидеги дүрмөттөрүнүн оордук борборлору өз ара дал келишбейт, б.а. *диполь (кошуюл)* деп бири экинчисинен l аралыгында турган оң жана терс дүрмөттөн түзүлгөн молекуланы (системаны) айтабыз. Мисалы, суунун молекуласы (H_2O) водороддун эки оң ионунан (H^+) жана кислороддун эки эсе терс дүрмөттөлгөн бир ионунан (O^{++}) түзүлөт (2.7.1б-сүрөт). Ошондой эле кайнатма туздун $(NaCl)$ молекуласы да бири-биринен l аралыкта турган натрийдин оң ионунан (Na^+) жана хлордун терс (Cl^-) ионунан түзүлөт (2.7.1в-сүрөт). Ошентип, сырттан электр талаа таасир этпегенде эле диполь (кошуюл) болуп турган молекулалар чымыр дипольдор (кошуюлдар) болуп саналат жана мындай молекулалардан түзүлгөн заттар *полярдык (уюлдук) диэлектриктер* деп аталат. Буларга суу, спирт, жегичтер, кислота ж.б. кирет.



2.7.1а-сүрөт



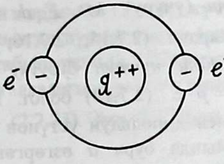
2.7.1 б-сүрөт



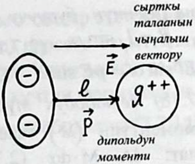
2.7.1 в-сүрөт

Полярдык (уюлдук) диэлектриктин молекуласы чымыр (жёсткий) диполь (кошуюл) болуп саналат. Мындай дипольдун (кошуюлдун) мисалдары: а; б; в.

Сырткы электростатикалык талаа жок кезде молекуладагы оң жана терс дүрмөттөрдүн борборлору дал келишип турса, анда мындай молекулаларды полярдык (уюлдук) эмес дешет жана ушундай молекулалардан түзүлгөн заттарды *полярдык (уюлдук) эмес диэлектриктер* дейт. Буларга инерттик газдар, кислород, водород, бензол, полиэтилен ж.б. кирет. Мисалы, инерттик газга кирген гелийдин атомунун оң дүрмөтү (ядросу, өзөгү) эки терс дүрмөттөрдүн (электрондордун) оордук борбору менен дал келет (2.7.2 а-сүрөт).



2.7.2 а-сүрөт

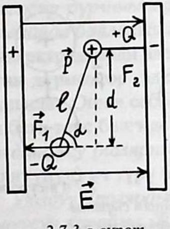


2.7.2 б-сүрөт

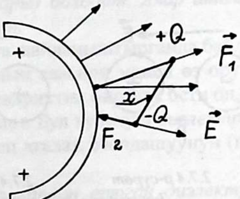
Полярдык (уюлдук) эмес молекулалардын мисалдары.

Эгерде сырттан электр талааны берсе, анда гелий атому чоюлуп дипольду (кошуюлду) пайда кылат (2.7.2 б-сүрөт). Ошентип, сырткы электр талаанын таасири астында, электрдик жактан дүрмөтсүз кадимки молекула, диполього (кошуюлга) айланат. Бул уюлдардын дүрмөтү $+Q = -Q = |Q|$ болсо жана алардын ортосундагы аралыкты l десек, анда булардын көбөйтүндүсү $|Q| \cdot \vec{\ell} = \vec{p}$ (2.7.14) *дипольдун (кошуюлдун) моменти (учуру)* деп аталат жана анын *(дипольдун) негизги мүнөздөмөсү* болуп саналат. $\vec{p}$ *вектору терс уюлдан оң уюлга багытталат.*

Эми сырткы, бир тектүү электр талаанын чымыр диполього (кошуюлга) тийгизген таасирин карайлы (2.7.3а-сүрөт). Мында диполього кош күчтөр $F_1 = F_2 = F = QE$ (2.7.15) аракет кылат. Мында E– сырткы бир тектүү электр талаанын чыңалышы.



2.7.3 а-сүрөт



2.7.3 б-сүрөт

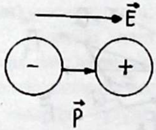
Диполього (кошуюлга) сырттан берилген бир тектүү (а) жана бир тектүү эмес (б) электр талаалардын таасирлери.

Кош күчтүн буруучу моменти (учуру) $M = F \cdot d$ (2.7.16). Мында $d = l \cdot \sin\alpha$ (2.7.17). Булардан (2.7.15; 2.7.16; 2.7.17) $M = QEl\sin\alpha = pE\sin a$ (2.7.18). *Кош күчтүн буруучу моменти (2.7.18) вектордук түрдө* $\vec{M} = \vec{p} \cdot \vec{E}$ (2.7.19) болот. Бул буруучу моменттин $(\vec{M})$ таасири менен дипольдун үстүнөн жумуш аткарылат: $\mathrm{dA} = \mathrm{M} \cdot \mathrm{d}\alpha$ (2.7.20). Мында бурч *a* өзгөргөндүктөн $dA = p \cdot E\sin\alpha \cdot d\alpha$, демек $A = \int dA = -pE\cos\alpha = -\vec{p} \cdot \vec{E}$ (2.7.21).

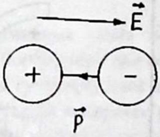
Бул жумуш (А, 2.7.21) менен дипольдун потенциалдык энергиясын, б.а. *дипольдун электр талаа менен болгон өз ара аракеттенүү энергиясын аныктоого болот*: $W = -p \cdot E\cos\alpha = -\vec{p} \cdot \vec{E}$ (2.7.22).

Дипольдун потенциалдык энергиясынын эң кичине мааниси $\alpha = 0$ туура келип (2.7.4а-сүрөт), диполь $(\vec{p})$ талаа $(\vec{E})$ боюнча багытталат да, ($W_{\min} = -p \cdot E$) болот. Эгерде $(\vec{p})$ талаага $(\vec{E})$ каршы багытталса (*a*=180°, 2.7.4 б-сүрөт), анда анын потенциалдык энергиясы эң чоң $W_{\max} = p \cdot E$ болот. Эгерде талаа $(\vec{E})$ дипольго $(\vec{p})$ тик багытталса (*a 180°*, 2.7.4в-сүрөт), анда потенциалдык энергиясы нөл (*W*=0) болот.

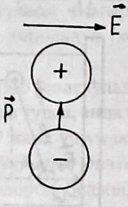
Эгерде диполь биртексиз (өзгөрмө) электр талаада жайгашса (2.7.3б-сүрөт), анда ага таасир эткен кош күчтөр барабар болбойт $(F_1 \neq F_2)$.



2.7.4 а-сүрөт



2.7.4 б-сүрөт



2.7.4 в-сүрөт

Дипольдун потенциалдык энергиясынын сырткы электр талаанын багытынан көз карандылыгы.

Дипольдун өлчөмүнүн чегинде сырткы электр талааны бир тектүү десе болот, б.а. F_1 жана F_2 кош күчтөр жарыш жана каршы багытталышат.

Бул жерде $F = (F_2 - F_1)$ күчү дипольго таасир этет жана талааны пайда кылган дүрмөттөлгөн (оң белгиде) нерсеге багытталат. Бул F күчүн табыш үчүн (2.7.22) ни колдонобуз. Ушул максатта биртексиз электр талаадагы дүрмөткө таасир эткен күчтүн формуласын жазалы $F = \frac{dW}{dx}$ (2.7.23). Эми (2.7.22)ни (2.7.23)кө коёбуз жана (2.7.14)дү эске алабыз:

$F = \frac{d}{dx}(-p \cdot E \cdot \cos\alpha) = -p \cdot \frac{dE}{dx}\cos\alpha$ (2.7.24). Бул жерде $p = -Q \cdot l$, анткени Q дүрмөтү терс белгиге ээ (2.7.3-сүрөтт) болгондуктан $F = Q \cdot l \frac{dE}{dx}\cos\alpha$ (2.7.25). Мында $\frac{dE}{dx}$ электр талаанын чыңалышынын (E) каралып жаткан багыты боюнча градиенти (тездеши).

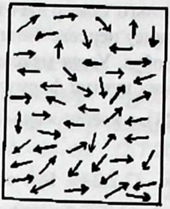
Ошентип сырткы бир тексиз электр талаадагы дипольго таасир эткен күч (F) ушул талаанын чыңалышынын градиентине $\left(\frac{dE}{dx}\right)$, дүрмөтүнө ($Q$), дипольдун узундугуна (l) жана l менен Е түзгөн a бурчтун косинусуна $(\cos\alpha)$ түз пропорциялаш (2.7.25) болот.

§ 2.8. Диэлектриктин уюлдашуусу (поляризациясы) жана сандык мүнөздөмөлөрү

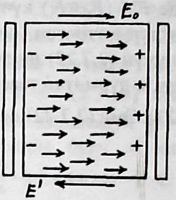
Жогоруда (§ 2.4) өткөргүчтөрдө эркин дүрмөттөрдүн (заряддардын) болушу каралды. Өткөргүчтөн айырмаланып *диэлектриктерде эркин электр дүрмөттөрү (заряддары) болбойт. Алар атом жана молекулаларда байланышта болушат.*

Диэлектриктерди электр талаага жайланыштырганда байланышта турган дүрмөттөр, электр талаанын таасири менен өз ордуларынан жылышат. Ошол себептен диэлектриктин бир жак бети оң, ал эми экинчи бети терс белгиде дүрмөттөлөт. Бул кубулуш *диэлектриктердин уюлдашуусу (поляризациясы)* деп аталат. Уюлдашуунун (поляризациялануунун) үч түрү болот.

1. Уюлдуу (полярдык) молекулалардан турган диэлектриктин уюлдашуусун карайлы. Жогоруда (§ 2.7) көрсөтүлгөндөй уюлдук молекулалуу диэлектрикте молекулалары кошуюл (диполь) түрүндө болушат (2.7.1-сүрөт). Алар тышкы электр талаа жокто баш аламан болуп жайланышат (2.8.1а-сүрөт).



2.8.1а-сүрөт



2.8.1б-сүрөт

а) – Тышкы электрдик талаа жокто полярдык (уюлдук молекулалар, дипольдор) баш аламан кыймылда болушат.

б) – Уюлдук молекулалардын (дипольдордун) сырткы бир тектүү электр талаада поляризацияланышы (багытталуусу).

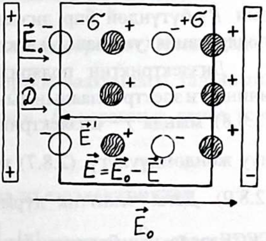
Ал эми электр талаага (E_0) киргизгенде кошуюл (диполь) түрүндөгү молекулалар электр талаа боюнча багытталууга аракет кылышат. Кошуюлдун терс дүрмөтү диэлектриктин бир бети жакка багытталса, ал эми оң дүрмөтү диэлектриктин экинчи бети жакка багытталат. Мында дүрмөттөр жылышпайт, кошуюлдар талаа багыты боюнча жайгашуу үчүн айланышат (2.8.1б-сүрөт). Мындай *уюлдашуу (поляризациялануу) багытталуучу (ориентациялык) же дипольдук уюлдашуу (поляризация)* деп аталат. *Бул учурда ар бир молекула өздүк уюлдук (дипольдук) электрдик учуруна (моментине, $p_{\theta з}$) ээ болот.* Мындай молекулаларга тышкы электр талаа ($\vec{E}$) айландыруучу учур (момент $\vec{M}$) менен таасир этет. Бул айландыруучу момент ($\vec{M}$), жогоруда (2.7.19) көрсөтүлгөндөй $\vec{M} = \vec{p}_{\theta з} \cdot \vec{E}$ (2.8.1) менен аныкталат.

2. *Уюлсуз молекулалардан турган диэлектриктердин уюлдашуусун (поляризациясын)* карайлы. Жогоруда (§ 2.7) айтылгандай мындай диэлектриктердин молекуласында оң жана терс дүрмөттөрдүн борборлору бир чекитте жаткандыктан алардын өздүк уюлдук учуру (2.7.14) нөлгө барабар (2.7.2а-сүрөт). Андыктан аларды кошуюл катарында кароого болбойт. Андай диэлектрикти сырткы электр талаага $\left(\vec{E}\right)$ киргизгенде молекуланын терс дүрмөтү электр талаага каршы жылса, ал эми оң дүрмөтү ордунда калат (2.7.2б-сүрөт). Анткени атомдогу электрон терс дүрмөткө ээ жана оң дүрмөттөгү атомдун өзөгүнөн (ядросунан) абдан жеңил болгондуктан электрон электр та-

лаасына каршы багытта жылат. Ошондуктан уюлсуз молекула (2.7.2а-сүрөт) уюлдуу молекулага айланат (2.7.2б-сүрөт) жана индукциялык (таасирленген) электр учуруна (моментине) ээ болуп калат, башкача айтканда пайда кылынган электр учуруна ээ болуп калат, ал төмөнкү сындама менен табылат: $\vec{p}_{\text{пай}} = \beta \cdot \varepsilon_0 \cdot \vec{E}$ (2.8.2), мында $\vec{p}_{\text{пай}}$–молекуланын пайда болгон уюлдук учуру, β – *молекуланын уюлдашуучулугу (поляризуемость)*; $\vec{A}$ – тышкы электр талаанын чыӊалышы. Диэлектриктердин мындай уюлдашуусу электрондук же деформациялык же индукциялык уюлдашуусу деп аталат.

3. Иондук диэлектриктердин уюлдашуусу (поляризациясы). Иондук диэлектриктер оӊ жана терс иондордон турат. Мисалы туздар, аларды электростатикалык талаага киргизгенде оӊ иондору сырткы талаанын багыты боюнча, ал эми терс иондору ага каршы жылат (2.8.2-сүрөт). Андыктан иондук диэлектриктин бир бети терс (ак тегерек) экинчи бети оӊ (кара тегерек) дүрмөттөлүп калат. Мындай уюлдашууну иондук уюлдашуу (поляризация) деп аташат.

Ошентип ар кандай диэлектрикти электростатикалык талаага киргизгенде алар уюлдашат (поляризацияланат). Бирок алардын дүрмөттөрү эркин болбой, байланышта болгондуктан, ар бир терс дүрмөттүн жанында оӊ дүрмөт турат, алар бири биринен ажырап кетпейт. Ал эми өткөргүчтү электростатикалык талаага киргизгенде электрондор эркин (бош) болгондуктан сырткы талаага каршы кыймылдап өткөргүчтүн бир учуна жылып кетет, ал эми экинчи учунда оӊ дүрмөттөр калат, б.а. өткөргүчтөр диэлектриктен айырмаланып сырткы электр талаасында өзү аркылуу ток өткөрө алат. Анткени өткөргүчтө бош дүрмөттөр (эркин электрондор) бар, ал эми диэлектриктерде баардык дүрмөттөр (иондор, электрондор) дайыма байланышта болушат.



○ – *терс ион;*

● – *оӊ ион*

2.8.2-сүрөт. Иондук диэлектриктердин уюлдашуусу (поляризациясы).

Жогоруда көрсөтүлгөн электростатикалык талаадагы диэлектриктерди (2.8.1б-сүрөт, 2.8.2-сүрөт) конденсатор катарында элестетүүгө болот. Анткени, диэлектриктин сол бети терс дүрмөттүү пластинканын (обкладканын), ал эми оң бети оң дүрмөттүү пластинканын милдетин аткарышат. Бул беттерде байланышкан дүрмөттөр жайгашат. Суперпозиция (көз карандысыздык) жобосу боюнча 2.8.1б - жана 2.8.2-сүрөттөрдөн $E = E_0 - E^1$ (2.8.3) алынат, б.а. $E_0 \succ E$ (2.8.4).

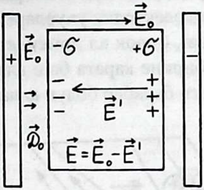
Бул барабарсыздыкты (2.8.4) аган тете барабардык $E_0 = \varepsilon E$ (2.8.5) менен алмаштыралы, анда $\varepsilon = \dfrac{E_0}{E}$ (2.8.6) болот. Мында ε – салыштырма диэлектриктик өтүмдүүлүк же жөн эле диэлектриктик өтүмдүүлүк деп аталат. Ар бир диэлектрик өзүнө тиешелүү диэлектриктик өтүмдүүлүккө (ε) ээ. Ошондуктан ε чоңдугу – диэлектриктин сандык мүнөздөмөлөрүнүн бири болуп саналат.

Диэлектриктин дагы бир сандык мүнөздөмөсү болуп анын поляризация (уюлдашуу) вектору эсептелет: $\vec{P} = \dfrac{\sum_{i=1}^{n} \vec{p}_i}{\Delta V}$ (2.8.7), мында $\vec{p}_i = Q \cdot \vec{l}$ – iнчи дипольдун (кошуюлдун) электрдик (дипольдук) моменти (учуру). Бул жерде $\vec{P}$ – вектордук чоңдугу сан жагынан диэлектриктин бирдик көлөмүндөгү дипольдордун электрдик моменттер векторунун $(\vec{p})$ суммасына барабар чоңдук, б.а. диэлектриктин поляризация вектору. Бул эки окшош чондуктарды $(\vec{P}, \vec{p})$ чаташтырбаш үчүн төмөнкүнү эстейли; $\vec{p}$ – бир дипольдун электрдик моменти, ал эми $\vec{P}$ – бүтүндөй бир диэлектриктин (кристаллдын, материалдын) поляризация (уюлдашуу) вектору.

Диэлектриктин поляризацияланышы (уюлдашуусу, $\vec{P}$) анын ичиндеги электр талаанын чыңалышынан $(\vec{E})$ көз каранды, б.а. $\vec{P} = \chi \cdot \vec{E}$ (2.8.8), мында χ – диэлектриктин бирдик көлөмүнүн поляризациялануу жөндөмдүүлүгү. (2.8.7) туюнтма боюнча $[P] = \left[\dfrac{p_i}{\Delta V}\right] = \dfrac{Q \cdot L}{L^3} = Q \cdot L^{-2}$ (2.8.9). Дагы чекиттик дүрмөттүн электр талаасынын чыңалышы СГСЕде $E = \dfrac{Q}{\pi r^2}$ боюнча $[E] = \left[\dfrac{Q}{r^2}\right] = Q \cdot L^{-2}$ (2.8.10) чыгат. СИде χ өлчөмсүз бойдон калыш үчүн $[\varepsilon_0 E] = \left[\dfrac{Q}{4\pi r^2}\right] = QL^{-2}$ эске алып $\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}$ (2.8.9). Диэлектриктин поляризация (уюлдануу) вектору анын ичиндеги электр талаанын чыңалышына түз пропорциялаш, б.а. поляризацияланууучулук же диэлектриктик сергектик (χ) бирдик көлөмдөгү молекулалардын поляризацияланышын (уюлдануусун) мүнөздөөчү чондук.

Диэлектриктик турактуу (ε) менен диэлектриктик сергектиктин (χ) байланышын табалы. 2.8.3-сүрөттөн көрсөтүлгөндөй $E = E_0 - E^1$ же $E_0 = E + E^1$ (2.8.10). Жогортон (2.8.5) белгилүү болгондой $E_0 = \varepsilon \cdot E$ (2.8.11); $E^1 = \dfrac{\sigma^1}{\varepsilon_0}$ (2.8.12); $\sigma^1 = \varepsilon_0 \chi E$ (2.8.13). Акыркы экөөнөн $E^1 = \chi E$ (2.8.14) чыгат. (2.8.10), (2.8.11) жана (2.8.14) төн $\varepsilon \cdot E = E + \chi E$ алынып, андан $\varepsilon = 1 + \chi$ (2.8.15) чыгат.

Ошентип, χ диэлектриктик сергектик байланышкан дүрмөттөр жараткан электр талаанын чыңалышы $\left(E^1\right)$ диэлектриктеги жалпы талаанын чыңалышынан (E) канча эсе чоң экендигин көрсөтөт.



2.8.3-сүрөт. Сырткы бир тектүү электр талаадагы $\left(\vec{E}_0\right)$ диэлектрик.

(2.8.15) туюнтма ε менен χ байланышын көрсөтөт. Натыйжада, диэлектриктин өтүмдүүлүгү $\left(\varepsilon = \dfrac{E_0}{E}\right)$ сырткы ваакумдагы талаанын чыңалышы (E_0) диэлектриктин ичиндегиге (E) караганда канча эсе көптүгүн көрсөтөт.

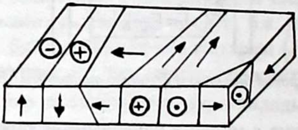
§ 2.9. Сегнетоэлектриктер жана пъезоэлектриктер

Сегнетоэлектриктер деп белгилүү температуранын аралыгында сырткы электр талаанын таасирисиз эле, өзүнөн өзү (спонтандуу) уюлдашып (поляризацияланып) кете турган заттар аталат.

Өзүнөн өзү уюлдашуучу кубулушту биринчи жолу советтик окумуштуулар И.В.Курчатов менен П.П. Кобеко сегнеттик туздарды

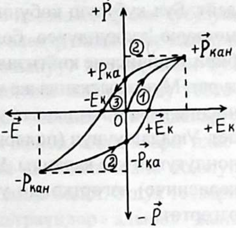
$(NaKC_4H_4 \cdot 4H_2O)$ изилдөөдө аныкташкан. Сегнетоэлектриктердин электрдик касиеттери ферромагнетиктердин магниттик касиеттерине абдан окшош болгондуктан аны ферроэлектриктер деп да аташат. Анткени ферромагнетиктерден туруктуу магниттерди жасашат, б.а. магниттик уюлдарга (түндүк – оң, түштүк – терс) ээ нерселерди алууга болот. Ал эми ферроэлектрикттерден электрдик уюлдарга (оң жана терс) ээ болгон туруктуу электреттерди жасоого болот. Мындай электретти советтик окумуштуу Б.М.Вул барийдин метатитанатынан $(BaTiO_3)$ алган. Азыркы учурда көптөгөн жаңы сегнетоэлектреттер жасалды. Аларга висмуттун титанаты $(B_{i4}T_{i3}O_{12})$, гадолийдин молибдаты $[Gd_2(M_0O_4)_3]$, литийдин ниобаты $(Li{\cdot}N{\scriptstyle B}O_3)$ ж.б. кирет.

Бул кубулуш биринчи жолу сегнеттик туздарда байкалгандыктан аны сегнетоэлектриктик кубулуш дейт. Сегнетоэлектриктер домен деп аталган майда күкүмдөрдөн турат, алардын ар биринде (домендерде) молекулаларынын электрдик учурлары (моменттери) бири-бирине жарыш жайланышат, бирок ал домендердин электрдик учурлары (моменттери) бири-бирине карата баш аламан жайланышат жана алардын кошундусу нөлгө барабар болуп калат (2.9.1-сүрөт).



2.9.1-сүрөт. Сегнетоэлектриктин домендик түзүлүшү.

Сегнетоэлектрикти сырткы электростатикалык талаага киргизгенде домендердин электрдик учурлары (моменттери) сырткы талаанын багыты боюнча жайланышып калат да уюлдашуу жүрөт. Анын уюлдаштырууучулугу өтө чоң болот жана салыштырма диэлектриктик өтүмдүүлүгү $\varepsilon_{\max} \approx 10^4$ чейин болушу мүмкүн. Сегнетоэлектриктер белгилүү температурада өзүнүн домендик түзүлүшүн (касиетин) жоготот. Бул температураны Кюри чекити деп атап коёт. Мисалы сегнеттик туз үчүн Кюри чекити –18ден +24°С чейин болот. Кюри чекитинде сегнетоэлектриктин жылуулук сыйымдуулугу тез өсөт. Бул өзгөрүү температурада экинчи тектеги (роддогу) фазалык өтүү (өзгөрүү) жүрөт. Экинчи тектеги фазалык өтүү (өзгөрүү) жүргөндө зат, биринчи тектеги фазалык өтүү (өзгөрүү) жүргөндөгүдөй өзүнүн агрегаттык катуу, суюк, газ абалын өзгөртпөйт. Биринчи тектеги (роддогу) фазалык өтүү (өзгөрүү) жүргөндө зат, газ абалынан суюктук абалына, же суюктук абалынан катуу түрдөгү абалына өтөт. Ал эми экинчи тектеги (роддогу) фазалык өтүүдө (өзгөрүүдө) ошол эле биринчи тектеги фазалык абалында кала берет. Мисалы катуу абалында калат, бирок заттын ичинде фазалык өтүү (өзгөрүү) жүрөт. Сегнетоэлектриктерде домендер пайда болот же жок болуп кетет, бирок катуу абалында кала берет. Башка диэлектриктер сегнетоэлектриктерден айырмаланып анын салыштырма диэлектриктик өтүмдүүлүгү ε жана кабылдоочулугу χ сырткы электр талаасынан (E) көз каранды болот. Сырткы электростатикалык талаанын чыңалышынын E_0 өзгөрүшү менен сегнетоэлектриктин уюлдашуучулугу P сызыктуу өзгөрбөстөн татаал өзгөрүшкө ээ болот жана гистерезис деген илмекти пайда кылат (2.9.2-сүрөт).



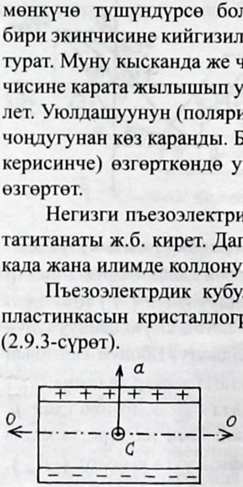
2.9.2-сүрөт. Сегнетоэлектриктин уюлдашуучулугунун (поляризованность, $\vec{P}$) сырткы электр талаанын чыңалыш векторунан $(\vec{E})$ көз карандылыгын мүнөздөгөн гистерезис илмеги.

Сырткы талааны ($+E$) чоңойтуп жатканда (1-сызык) уюлдашуучулук $+\vec{P}$ каныгууга $(+\vec{P}_{кан})$ ээ болуп өспөй калат. Сырткы электр талаасын $(+\vec{E})$ азайтканда (2-сызык) уюлдашуучулук $(+\vec{P})$ төмөндөп олтуруп электр талаа $(\vec{E})$ нөлгө барабар болгондо уюлдашуучулук $(+\vec{P})$ нөлгө барабар болбостон, $(+\vec{P}_{ka})$ (калдыктуу) болуп сакталып калат. Аны $(+\vec{P}_{ka})$ жоюу үчүн тескери багыттагы электр талааны $(-\vec{E})$ көбөйтө баштайбыз (3-сызык). Ошондо талаа $-\vec{E}_к$ болгондо гана $\vec{P}$ нөлгө айланат, б.а. уюлдашуучулук жоголот. Эми ал терс талааны $(-\vec{E})$ чоңойто берсек уюлдашуучулук дагы каныгууга ээ болот $(-\vec{P}_{кан})$, б.а. өспөй калат. Ал терс талааны $(-\vec{E})$ кайра азайтсак, $(-\vec{E})$ нөлгө келгенде дагы уюлдашуучулук терс маанисинде $\left(-\vec{P}_{ka}\right)$ сакталып калат (4-сызык), аны жоюш үчүн сырткы талааны $(+\vec{E})$ кайра чоңойто баштайбыз. Ошондо сырткы талаа $(+\vec{E}_k)$ маанисине ээ болгондо $\vec{P}$ жоюлат. Талааны $\left(+\vec{E}\right)$ андан ары чоңойто берсек кайра каныгууга $\left(+\vec{P}_{кан}\right)$ келет. Ал 4 сызыктын учунан кайра 1 сызык аркылуу уюлдашуучулук өзгөрбөйт жана 2 сызык боюнча гана өзгөрүүсүн улантат, б.а. *гистерезис илмеги* боюнча өзгөрөт. 2.9.2-сүрөттөгү чыңалыштын уюлдаштыруучулукту жойо турган маанилер $\pm\vec{E}_k$ *коэрцитивдик (кармоочу) күч* деп аталат.

Уюлдашуу (поляризациялануу) менен байланышкан сегнетоэлектриктик кубулуштан башка дагы, пъезоэлектриктик кубулушка кыскача токтололу. *"Пъеза"* грекче *басуу* дегенди билдирет. Диэлектрикти деформациялаганда (чойгондо же кысканда), анын өзүндө уюлдашуу (поляризация) жүрөт. Муну түз пъезоэлектрдик кубулуш дейт. Бул кубулуш көбүнчө сегнетоэлектриктерде байкалат. Аны төмөнкүчө түшүндүрсө болот. Пъезоэлектриктер түзүлүшү боюнча бири экинчисине кийгизилген жөнөкөй торчолордон (решеткалардан) турат. Муну кысканда же чойгондо бул жөнөкөй торчолор бири экинчисине карата жылышып уюлдашууга (поляризациялanuuга) алып келет. Уюлдашуунун (поляризациялануунун) өлчөмү тышкы басымдын чоңдугунан көз каранды. Басымдын багытын (кысууну чоюга же тескерисинче) өзгөрткөндө уюлдашуу (поляризациялануу) да багытын өзгөртөт.

Негизги пъезоэлектриктерге кварц, сегнеттик туз, барийдин метатитанаты ж.б. кирет. Дагы 1500дөн ашык пъезоэлектриктер техникада жана илимде колдонуп келе жатат.

Пъезоэлектрдик кубулушту практикада колдонуш үчүн кварц пластинкасын кристаллографдык "а" огуна тик багытта кесип алат (2.9.3-сүрөт).



2.9.3-сүрөт. Пъезоэлектрик.

Кварцтын түзүлүшү гексогоналдык (алты бурчтук) системага туура келет. Бул кварцтын пластинкасына металлдык пластинканы (электродду) жабыштырат жана туюк электр чынжырга туташтырат.

Эгерде пъезоэлектрдик пластинка "*a*" огу боюнча кысылса (туурасынан болгон пъезоэлектрдик кубулуш) же 0 огу боюнча чоюлса (узатасынан болгон пъезоэлектрдик кубулуш), анда 2.9.3-сүрөттөн көрүнгөндөй кварц пластинканын беттеринде байланышкан дүрмөттөр пайда болот. Бул жерде "*c*" огу окуучунун көзүнө багытталган.

Кварц пластинкасына коюлган деформацияны өзгөрткөндө электр токтун импульсу (түрткүсү) пайда болот. Ушундай эле токтун импульсунун өзгөрүшү пъезоэлектрдик микрофондо орунга ээ болот. Анткени, үн толкунунун таасири астында кварц пластинкасынын өзгөрмөлүү түрдөгү деформацияланышы, ушул эле жыштыктагы өзгөрмөлүү токко айланат. Ушундай жол менен үн жазылат.

Жогоруда айтылгандай, кристаллды деформациялаганда (кысканда же чойгондо) уюлдануу (поляризациялануу) жүрүп, анын ичинде электр талаанын пайда болуусу *түз пъезоэлектрдик кубулуш* болуп саналат. Эми тескерисинче, сырткы электр талаанын таасири менен кристаллда уюлдашуу (поляризациялануу) жүрсө, анда бул кристалл деформацияланат (кысылат же чоюлат ж.б.). Муну тескери пъезоэлектрдик кубулуш дешет. Эгерде металл обкладкаларга (коюлмаларга) өзгөрмөлүү электр талааны койсо, анда кварц пластинкасы өзгөрмөлүү түрдө "а" огу боюнча кысылып жана чоюлуп турат, б.а. кварцта механикалык термелүү пайда болот. Ушул тескери пъезоэлектрдик кубулушту колдонуп ультраүндөр алынат жана электрдик термелүүлөрдүн генераторлорунун жыштыгын т урукташтырат ж.б.

§ 2.10. Конденсатордун электр талаасынын кудурети (энергиясы). Электр талаанын энергиясы

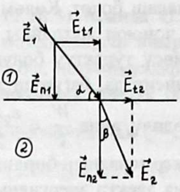
Конденсаторду дүрмөттөө (заряддоо) сырттан жумуш аткаруу жолу менен ишке ашат жана анын ичинде электростатикалык талаа пайда болот. Ошентип дүрмөттөлгөн (Q) конденсатордун энергиясы (W) жана анын электростатикалык талаасынын энергиясы (W) жумуш (A) менен өлчөнөт. Демек W=A (2.10.1); же $dA=QdU$ (2.10.2); же

$dA=U{\cdot}dQ$ (2.10.3). Мында $U=(\varphi_1-\varphi_2)$ –конденсатордун обкладкаларынын потенциалдар айырмасы, ал анын дүрмөттөлүү деңгелин мүнөздөйт, б.а. потенциалдар айырмасы $(\varphi_1-\varphi_2=U)$ электрдик талааны мүнөздөөчү чоңдук болуп саналат. Электр сыйымдуулуктун $\left(C=\dfrac{Q}{U}\right)$ аныктамасынан $Q=CU$ (2.10.4) же $dQ=CdU$ (2.10.5) алабыз. (2.10.4) тү (2.10.2)ге же (2.10.5)ти (2.10.3)кө коюп $dA=C{\cdot}U{\cdot}dU$ (2.10.6) ны алабыз. Муну интегралдап $\int dA=\int CUdU$, $A=\dfrac{CU^2}{2}$ (2.10.7)ни алдык. (2.10.4)төн $C{\cdot}U=Q$ ну (2.10.7) ге коюп $A=\dfrac{QU}{2}$ (2.10.8) алынат же (2.10.4) төн $U=\dfrac{Q}{C}$ ны (2.10.7)ге коюп $A=\dfrac{CQ^2}{2C^2}=\dfrac{Q^2}{2C}$ (2.10.9) чыгат. Акыркы үчөөнү бириктирип $A=\dfrac{CU^2}{2}=\dfrac{Q\cdot U}{2}=\dfrac{Q^2}{2C}$ (2.10.10) алдык. Эми (2.10.1) ден $A=W$ эске алып $W=\dfrac{CU^2}{2}=\dfrac{Q\cdot U}{2}=\dfrac{Q^2}{2C}$ (2.10.11) алынды. Ушул формула (2.10.11) боюнча дүрмөттөлгөн конденсатордун энергиясы же конденсатордо пайда болгон электр талаанын энергиясы (W) аныкталат.

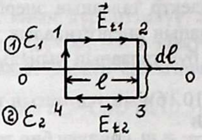
Конденсатордун электростатикалык таласынын энергиясы $W=\dfrac{C\cdot U^2}{2}$ (2.10.12). Жалпак конденсатордун электрдик сыйымдуулугун $C=\dfrac{\varepsilon_0 S}{d}$ (2.10.13) жана $U=E{\cdot}d$ (2.10.14)тү (2.10.12)ге коюп $W=\dfrac{\varepsilon_0 S\cdot E^2d^2}{2d}=\dfrac{\varepsilon_0 E^2}{2}S\cdot d$ (2.10.15)ти алдык. Мында ε_0– электрдик турактуу; d– жалпак конденсатордун обкладкаларынын ортосундагы боштуктун (диэлектриктин) калыңдыгы; E– электростатикалык талаанын чыңалышы; S– бир обкладканын ички бетинин аянты. $(S{\cdot}d)=V$ жалпак конденсатордун ичиндеги бир тектүү электр талаанын көлөмү. Бул жерде конденсатордун сыртында электр талаа жок деп эсептедик. Анда (2.10.15) $W=\dfrac{\varepsilon_0 E^2}{2}V$ (2.10.16) алынат. Ошентип электр талаанын өзүнүн энергиясы (W), анын чыңалышынын (E) квадратына жана көлөмүнө (V) түз пропорциялаш болот. Көлөм өссө бир тектүү электр талаанын энергиясы да чоңоюп жатпайбы. Бир тектүү талаанын энергетикалык мүнөздөмөсү туруктуу болушу абзел, анткени бул талаанын чыңалышы маанисин да, багытын да өзгөртбөйт. (2.10.16)нын эки жагын тең Vга бөлөлү, анда $\frac{W}{V}=\frac{\varepsilon_0 E^2}{2}$ чыгат. Мында $\frac{W}{V}=\omega$ чоңдугу бир тектүү электр талаанын бирдик көлөмгө туура келген энергиясын билдирет жана электр энергиянын тыгыздыгы деп аталат. Анда $\omega=\frac{\varepsilon_0 E^2}{2}$ же $\omega=\frac{D_0 E}{2}$ болот. Мында $\varepsilon_0 E=D_0$– боштуктагы электр талаанын индукция (жылыш) вектору. Ошентип электр талаанын энергиясынын (кудуретинин) тыгыздыгы (ω) талаа чыңалышынын (Е) квадратына түз пропорциялаш. Энергиянын тыгыздыгы болгон чоңдукту (ω) колдонуп бир тексиз электр талаанын энергиясын (ω) чыгарып алууга болот. $W=\omega\cdot V$ны $dW=\omega\cdot dV$ түрдө жазып, интегралдап $\int dW=\int\limits_V \omega dV$, анда $W=\int\limits_V \omega dV$ (2.10.17). Ошентип ω аркылуу бир тексиз электр талаанын энергиясын аныктоого болот.

§ 2.11. Эки диэлектриктин жана диэлектрик менен өткөргүчтүн чегиндеги электростатикалык талаанын сынуу шарттары

Ир алды эки диэлектриктин чеги аркылуу өткөн электрдик талаанын чыңалыштары E_1 жана E_2ни карайлы (2.11.1а-сүрөт). Алардын диэлектрик өтүмдүүлүгү ε_1 жана ε_2 дейли. Чыңалыштардын $\vec{E}_1$ жана $\vec{E}_2$ ар бири тангенциалдык (E_{t1}, E_{t2}) жана нормалдык (E_{n1}, E_{n2}) түзүүчүлөргө ээ (2.11.1а-сүрөт).



2.11.1 а-сүрөт



2.11.1б-сүрөт

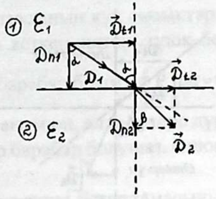
а) – Электростатикалык талаанын чыңалыш векторунун $\left(\vec{E}\right)$ эки диэлектриктин (ε_1 жана ε_2) чегинен өткөндөгү сынуу шарты; б) – электростатикалык талаанын саат жебеси боюнча циркуляциясы (айланышы).

Электростатикалык талаанын чыңалыш $\left(\vec{E}\right)$ жана индукция $\left(\vec{D}\right)$ векторлорунун эки диэлектриктин чегинен өтүшкөндөгү сынуу шарттарын карайлы. Адегенде чыңалыш векторунун тангенциалдык (жаныма) түзүүчүлөрүнө (E_{t1}, E_{t2}) токтололу. Ушул максатта электростатикалык талаанын чыңалышынын (Е) циркуляция (айланма) туюнтмасын $\oint E_l dl = O$ (2.11.1) алалы. 2.11.1б-сүрөттө көрсөтүлгөндөй сааттын жебеси кыймылдаган багытта айланып (циркуляциялап) көрөлү. Бул туюк төрт бурчтуктун 4 жагы боюнча циркуляция интегралдык түрдө төмөнкүчө жазылат:

$\oint E_l dl = \int_1^2 E_l \cdot dl + \int_2^3 E_l dl + \int_3^4 E_l dl + \int_4^1 E_l dl = 0$ (2.11.2). (2–3) жана (4-1) жактары боюнча $E_l dl = E_l \cdot dl \cdot \cos(\vec{E}\hat{}\,d\vec{l}) = 0$, анткени $(\vec{E}\hat{}\,d\vec{l})$ бурчу 90° барабар болгондуктан $cos90°=0$ болот: $\int_2^3 E_l dl + \int_4^1 E_l dl = 0$ (2.11.3). (1–2) жана (3–4) жактарында $E_l = E_t$ – талаанын чыңалыш векторунун жаныма (тангенциалдык) түзүүлөрү орунга ээ: чектин үстүндө $\vec{E}_{t1}$, астында $\vec{E}_{t2}$. Бирок алар циркуляция боюнча өз ара карама - каршы багытталышкан. 2.11.1а-сүрөттөн көрүнгөндөй $\vec{E}_{t1}$ вектору саат жебеси боюнча оңго, ал эми $\vec{E}_{t2}$ –саат жебесине каршы оңго багытталган, б.а. $\vec{E}_{t2}$ терс белгиге ээ. Демек $\int_1^2 E_l dl + \int_3^4 E_l dl = E_{t1} \cdot l - E_{t2} l$ (2.11.4). Ошентип, (2.11.1), (2.11.2), (2.11.3) жана (2.11.4) дөн циркуляция $\oint E_l dl = E_{t1} \cdot l - E_{t2} \cdot l = 0$ болду, б.а. $\vec{E}_{t1} = \vec{E}_{t2}$ (2.11.5) чыкты. Демек электростатикалык талаанын $(\vec{E})$ тангенциалдык түзүүчүлөрү $(\vec{E}_{t1}, \vec{E}_{t2})$ үзгүлтүксүз болот, б.а. багыты жана сан мааниси эки диэлектриктин чегинен өткөндө өзгөрбөйт.

Эми электростатикалык талаанын индукция вектору $(\vec{D})$ менен анын чыңалыш векторунун $(\vec{E})$ байланышын $\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}$ (2.11.6) колдонуп, $D_{t1} = \varepsilon_0 \varepsilon_1 E_{t1}$, $D_{t2} = \varepsilon_0 \varepsilon_1 E_{t2}$ алып жана буларды (2.11.5)ке коюп $\frac{D_{t1}}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} = \frac{D_{t2}}{\varepsilon_0 \varepsilon_2}$ алабыз, б.а. $\frac{D_{t1}}{D_{t2}} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}$ (2.11.7) болот. Мындан, эки диэлектриктин чегинен өткөндө электр талаанын индукция векторунун жаныма (тангенциалдык) түзүүчүлөрү үзгүлтүктүү (секирип) өзгөрөт.

2.11.2-сүрөттө эки диэлектриктин (ε_1 жана ε_2) чегинде электр талаанын индукция векторунун сынышы көрсөтүлгөн. Бул учурда $\varepsilon_1 \succ \varepsilon_2$ орунга ээ.

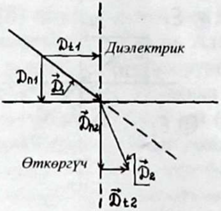


2.11.2-сүрөт. Эки диэлектриктин (ε_1 жана ε_2) чегинде ($\bar{\varepsilon}_1 \succ \bar{\varepsilon}_2$) электр талаанын индукция векторунун ($\vec{D}$) сынышы.

Эгерде электр талаасы диэлектриктердин чегине тик багытта түшсө, анда $D_1 = D_2$ болот жана $D_{n1} = D_{n2}$ (2.11.8) болот. Натыйжада электр талаанын индукция векторунун нормалдык түзүүчүлөрү өзгөрбөйт, б.а. үзгүлтүксүз болот. Бул кубулуш тажрыйбада көп байкалган. $\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}$ (2.11.6) туюнтманы колдонуп $D_{n1} = \varepsilon_0 \varepsilon_1 E_1$ жана $D_{n2} = \varepsilon_0 \varepsilon_2 E_2$ (2.11.9) алабыз. (2.11.9)ду (2.11.8)ге коюп $\varepsilon_0 \varepsilon_1 E_{n1} = \varepsilon_0 \varepsilon_2 E_{n2}$ алынат. Мындан $\frac{E_{n1}}{E_{n2}} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$ (2.11.10) чыкты. Демек, электр талаанын чыңалыш векторунун $(\vec{E})$ нормалдык түзүүчүсү (E_n) эки диэлектриктин чегинен өткөндө үзгүлтүктүү (секирип) өзгөрөт. Ал эми индукция векторунун нормалдык түзүүчүсү (D_n) бир чөйрөдөн экинчиге өткөндө өзгөрбөйт. Ошондуктан ар кандай инженердик эсептөөлөрдү жүргүзүүдө электр талаанын индукция векторун колдонуу артыкчылыкка ээ.

2.11.2-сүрөттөн көрүнгөндөй a– индукция векторунун (D) түшүү бурчу, β – анын сынуу бурчу. $tg\alpha = \frac{D_{t1}}{D_{n1}}$ жана $tg\beta = \frac{D_{t2}}{D_{n2}}$, булардан $\frac{tg\alpha}{tg\beta} = \frac{D_{t1}}{D_{n1}} \frac{D_{n2}}{D_{t2}}$ (2.11.11). (2.11.8) ди жана (2.11.7)ни эске алып $\frac{tg\alpha}{tg\beta} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}$ (2.11.12) алабыз. Ушул (2.11.12) формула электр талаанын индукция (жылышуу) векторунун (диэлектриктердин чегинде) сынуу законун туюнтат.

Эгерде электростатикалык талаа диэлектриктен өткөргүчкө өтсө, анда талаанын индукция багытынын $(\vec{D})$ тик түзүүчүлөрү бири бирине барабар шартына баш ийип сынып өтөт. 2.11.3-сүрөттөн көрүнгөндөй D_{n1}=D_{n2} (2.11.13) болот. Ал эми тангенциалдык түзүмдөрү ар кандай болот: $D_{t1} \neq D_{t2}$ (2.11.14).



2.11.3-сүрөт. Диэлектрик менен өткөргүчтүн чегинде электр талаанын индукция векторунун $(\vec{D})$ сынышы.

§ 2.12. Диэлектриктер үчүн Гаусстун теоремасы

Жогоруда (§ 2.11) айтылгандай эки диэлектриктин чегинде электростатикалык талаанын чыңалыш векторунун нормалдык (тик) түзүүчүсү үзгүлтүктүү (секирип) өзгөрөт, б.а. $\frac{E_{n1}}{E_{n2}} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$. Натыйжада, бирдей эркин дүрмөттөрдү $(\sum Q_i)$ кармап турган биринчи диэлектриктеги туюк бет аркылуу өткөн агым ($\oint E_{n1} \cdot dS$), экинчи диэлектриктеги агымга $\left(\oint\limits_S E_{n1} \cdot dS\right)$ барабар болбойт, б.а. $\oint\limits_S E_{n1} dS \neq \oint\limits_S E_{n2} dS$ болот. Ошондуктан Гаусстун теоремасын диэлектриктеги электр талаанын индукция (жылышуу) вектору үчүн жазуу ыңгайлуу болот.

Индукциялык багыттама вектор $(\vec{D})$, электрдик чыңалыш $(\vec{E})$ жана уюлдашуу $(\vec{P})$ багыттамалары (векторлору) ортосундагы байланыш төмөндөгүдөй экендиги белгилүү $\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ (2.12.1). Ушул сындама (формула) аркылуу индукция багыттамасынын (векторунун) $(\vec{D})$ агымын $\left(\int_S D_n dS\right)$ тапсак, төмөнкүдөй болот: $\int_S D_n dS = \int_S \varepsilon_0 E_n dS + \int_S P_n dS$ (2.12.2). Гаусстун теоремасы боюнча $\int_S \varepsilon_0 E_n dS = \sum_{i=1}^{n} Q_{iэр}$ (2.12.3), мында $Q_{iэр}$ – эркин дүрмөттөр.

Ал эми уюлдашуунун (поляризациялануунун, $\vec{P}$) агымы (поток), Гаусстун теоремасы боюнча, байланышкан дүрмөттөрдүн кошундусуна барабар болот: $\int_S P_n dS = \sum_{j=1}^{n} Q_{jбай}$ (2.12.4), мында $Q_{jбай}$ – байланышкан дүрмөттөр.

Байланышкан дүрмөттөрдүн электр талаасынын күч сызыктары оң дүрмөттөн чыгып терс дүрмөткө кирип кеткендиктен, туюк бет $\left(\oint_S dS\right)$ үчүн уюлдашуунун (P) агымы нөлгө барабар болот: $\oint_S P_n \cdot dS = 0$ (2.12.5). Анткени, оң дүрмөттөрдөн чыккан агым оң, ал эми терс дүрмөткө кирген агым терс белгиге ээ жана алар барабар болушат. Ошондуктан алардын кошундусу нөлгө барабар.

Ошентип туюк бет аркылуу өткөн индукция багыттамасынын (векторунун) күч сызыктарынын агымы диэлектрик бар же жогуна карабай бирдей болот: $\oint_S D_n dS = \int_V \rho \cdot dV$ (2.12.6), мында $\rho = \frac{dQ}{dV}$ – эркин дүрмөттөрдүн көлөмдүк тыгыздыгы. Бул сындаманы (формуланы, 2.12.6) дифференциалдык түрдө жазсак төмөнкүдөй болот: $div\vec{D} = \rho$ (2.12.7).

Демек, индукция багыттамасынын (векторунун) $\vec{D}$ чачыроосу (дивергенциясы) эркин дүрмөттөрдүн көлөмдүк тыгыздыгына барабар болот, б.а. диэлектриктеги эркин дүрмөттөр $(\vec{P})$ индукция векторунун агымын $(\oint D_n dS)$ чачыратат (нурдантат) же алар (ρ) индукциянын $(\vec{D})$ булагы болуп саналат.

Ал эми уюлдашуунун (поляризациялануунун, $\vec{\rho}$) чачыроосу (дивергенциясы) терс белги менен алынган байланышкан дүрмөттөрдүн көлөмдүк тыгыздыгына барабар болот: $div\vec{P} = -\rho_{бай}$ (2.12.8). Диэлектриктеги электр талаанын чыңалыш ($\bar{E}$) багыттамасынын (векторунун) чачыроосу (дивергенциясы) төмөнкүгө барабар:

$$div\vec{E} = \frac{1}{\varepsilon\,\varepsilon_0}\left(\rho_{эр} + \rho_{бай}\right) \qquad (2.12.9).$$

Мындан төмөнкүдөй жыйынтык чыгат: диэлектриктеги байланышкан дүрмөттөр ($\rho_{бай}$) поляризация векторунун ($\vec{P}$) агымын $\left(\oint_S P_n dS\right)$ жутат же алар ($\rho_{бай}$) поляризация векторунун куймасы (сток) болот.

Жогоруда (§ 1.3) көрсөтүлгөндөй, электрдик талааны сүрөттө көрсөтүш үчүн, анын чыңалыш векторунун ($\vec{E}$) күч сызыктары киргизилген. Ушундай эле касиетке электростатикалык талаанын индукция (жылыш) вектору ($\vec{D}$) да ээ болгондуктан, индукция вектору тиешелүү күч сызыктар менен сүрөттө көрсөтүлөт. Мындай күч сызыктардын ар бир чекитине жүргүзүлгөн жаныма багыты боюнча тиешелүү индукция векторуна ($\vec{D}$) дал келет. Ал эми индукция векторунун агымы $\left(\int_S D_n dS\right)$ чоңдугу боюнча анын күч сызыктарынын санына барабар болот, б.а. индукциянын күч сызыктары сан жагынан анын агымына барабар.

Электр талаанын чыңалышынын ($\vec{E}$) күч сызыктары оң белгидеги эркин же байланышкан дүрмөттөрдөн башталып терсине (терс белгидеги дүрмөттөргө) киришет. Ал эми индукция векторунун ($\vec{D}$) күч сызыктары, чыңалыштыкы ($\vec{E}$) сыяктуу эле терс белгидеги эркин жана байланышкан дүрмөттөргө кирип токтолушат, бирок алар ($\vec{D}$) оң белгидеги гана эркин дүрмөттөрдөн чыгышат (башталышат). Диэлектриктеги индукциянын ($\vec{D}$) күч сызыктары кошуюл (диполь) аркылуу жана аны жандап да өтүшөт, б.а. $\vec{D}$ нын күч сызыктары эркин оң дүрмөттөрдөн гана чыгышат. Ал эми чыңалыштын ($\vec{E}$) сызыктары кошуюлдарды жандап гана өткөн индукциянын ($\vec{D}$) сызыктары болуп саналат.

Электр талаанын чыңалыш агымынын өлчөө бирдиги: $[E\cdot S] = 1\frac{В}{м}\cdot м^2 = 1В\cdot м$ (Вольт метр). Электр талаанын индукция агымынын бирдиги $[D\cdot S] = [\varepsilon_0 ES] = 1\frac{Ф}{м}\cdot 1\frac{В}{м}\cdot 1м^2 = 1Ф\cdot В = 1\frac{Кл}{В}\cdot В = 1Кл$, б.а. индукциянын агымы ($D\cdot S$) дүрмөткө (Q) барабар.

III бап. ТУРАКТУУ ЭЛЕКТР АГЫНДЫН (ТОКТУН) ЗАКОНДОРУ

§ 3.1. Электр агыны (тогу). Агындын күчү жана тыгыздыгы

Дүрмөттөрдүн (заряддардын) багытталган кыймылы электр агыны (тогу) деп аталат. Электр агыны (тогу) багытка ээ. Оң дүрмөттүн кыймыл багыты электр агындын (токтун) багыты катарында кабыл алынган. Мисалы, дүрмөттөлгөн коюлмалары (обкладкалары) бар жалпак конденсаторду алсак жана аларды өткөргүч менен туташтырсак, ал өткөргүч аркылуу оң дүрмөттүн өткөргүчтөгү кыймылынын багыты электр агындын (токтун) багытын көрсөтөт. Ал эми терс дүрмөт электр агындын (токтун) багытына каршы кыймылдайт. Өткөргүчтөргө металлдар, эритиндилер, эритмелер, иондолгон газ ж.б. кирет. Буларда дүрмөттөр (заряддар: электрондор, оң жана терс иондор) эркин кыймылдай алышат. Бирок алардын кыймылынын ылдамдыгы өтө эле кичине чоңдукка ээ болот. Андыктан электр агыны (тогу) өтө эле чоң ылдамдык менен таралгандыктан азыркы кээ бир адабияттарда, электр агыны (тогу) деп дүрмөттөрдүн өткөргүчтөгү кыймылы менен шартталган электромагниттик толкундардын таралышы аталат. Электр агыны (тогу) агын күчү (ток күчү) I менен белгиленет. Агын (ток) күчү *(I)* бирдик убакыт аралыгында *(dt)* өткөргүчтүн туура кесилиш аянты *(S)* аркылуу өткөн дүрмөттөрдүн (заряддардын, *Q*) санына барабар жана төмөнкү сындама (формула) менен табылат: $I=\frac{dQ}{dt}$ (3.1.1). Эгерде агын (ток) күчү туруктуу болсо ($I=const$) (3.1.1) туюнтмасы төмөнкүдөй түргө өтөт: $I=\frac{Q}{t}$ (3.1.2), мында *Q*– дүрмөт чоңдугу, t– убакыт аралыгы. Электрдик агын (ток) күчү *(I)* скалярдык чоңдук. Анткени $I=\frac{Q}{t}$ формуладагы Q жана t скалярдык чоңдуктар. Орточо агын (ток) күчү: $I_{орт}=\frac{\Delta Q}{\Delta t}$ (3.1.3). Электр агындын (токтун) бирдиги СИ тутумунда (системасында) 1 Ампер менен өлчөнөт: $[I]=1A$.

Электр агындын дагы бир мүнөздөмөсү анын тыгыздыгы *(j)* болуп эсептелет: $j=\frac{dI}{dS}$ (3.1.4). Туруктуу агын (ток) үчүн: $j=\frac{I}{S}$ (3.1.5), мында *j* электр агындын (токтун) тыгыздыгы. Ал электр агындын тыгыздыгы (*j*) бирдик убакыт (*t*) ичинде өткөргүчтүн бирдик кесилиш аянты (*S*) аркылуу өткөн дүрмөттөрдүн (*Q*) санына барабар $j=\frac{Q}{t\cdot S}$ (3.1.6). Электр агындын бирдиги: $[j]=\frac{1A}{i^{\ 2}}$.

Конденсатордун коюлмаларын (обкладкаларын) бириктирген өткөргүчтөгү электр агыны (тогу) азайып тез эле өчүп калат жана төмөнкү сындама (формула) менен өзгөрөт: $I=I_0\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$ (3.1.7), мында $I_0=\frac{Q}{\tau}-$ электр агындын (токтун) баштапкы мааниси; $\tau-$ошол баштапкы электр агындын (I_0) маанисинин e=2,17 эсе азайуусуна кеткен убакытты көрсөтөт жана *релаксация убактысы* деп аталат.

Туруктуу агын (ток) пайда болуу үчүн төмөнкүдөй шарттар аткарылышы керек.

1. Өткөргүчтүн эки учундагы дармандардын (потенциалдардын) айырмасы $(\varphi_1-\varphi_2)$ нөлгө барабар болбош керек $(\varphi_1-\varphi_2)\neq 0$ же өткөргүчтүн ичиндеги электростатикалык талаанын чыңалышы (*E*) нөлгө барабар болбошу зарыл $E\neq 0$.

2. Дармандарынын айырмасы бар эки чекиттин ортосунда өткөргүч болушу зарыл. Эгерде эки чекиттин ортосунда өткөрбөгүч (изолятор, диэлектрик) болсо электр агыны (тогу) пайда болбойт.

3. Туруктуу агын (ток) пайда болуш үчүн электр чынжыры туюк болушу абзел . Электр чынжыры эң жок дегенде жер аркылуу туташтырылуусу керек. Эгерде чынжыр үзүк болсо, анда агын (ток) пайда болбойт. Ошол себептен электр ачкычтары $(\div)$ жасалат, алардын жардамы менен электр чынжырын туюктап же үзүп коюуга болот. Ал эми электр өткөрбөгүчтөргө (изоляторлорго) резина, кагаз, жыгач, фарфор, керамика, пластмасса, таза суу, таза аба ж.б. кирет.

§ 3.2. Жат күчтөр. Электр кыймылдаткыч күчү. Электр талаанын чыңалуусу

Туруктуу электр агынын (тогун) алуу үчүн электр булактары (аккумулятор, генератор, гальваникалык элементтер) керек. Алардын ичинде дүрмөттөрдү оң жана терс уюлдарына жеткизип турган күчтөр аракет кылат. Ал күчтөрдү *жат күчтөр* деп аташат. Анткени оң жана терс дүрмөттөр (электрондор жана иондор) кулондун (электростатикалык) күчү менен бири-бирине тартылышып нейтралдык атомду түзүшөт. Бул нейтралдык атомдорду эки дүрмөткө, оң жана терс ионго, электронго ажыратып агын (ток) булактарынын оң жана терс уюлдарына жеткире турган күчтөр *жат күчтөр* болуп эсептелет.

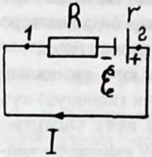
Жат күчтөргө төмөнкүлөр кирет: механикалык күч, химиялык реакция күчү, жылуулук күчү, магниттик күч, өзөктүк (ядролук) күч жана электрдик күч (бирок электростатикалык эмес күч). Ошентип электр булактарынын ичинде жат күчтөр дүрмөттөрдү кыймылга келтирип жумуш аткарышат, ал жумушту *жат күчтөрдүн жумушу* деп атайбыз. Ал жат күчтүн жумушунун ($A_{жат}$), дүрмөттүн чондугуна (Q) болгон катышын *электр кыймылдаткыч күчү* (ЭКК) деп аташат жана төмөнкүдөй белгиленет $\xi = \dfrac{A_{жат}}{Q}$ (3.2.1), мында ξ – электр кыймылдаткыч күчү (ЭКК); $A_{æàä}$ – жат күчтөрдүн жумушу; Q– дүрмөт. Электр кыймылдаткыч күчү башка жагынан алганда жат күчтөрдүн талаасынын чыңалышынын айлантмасына (циркуляциясына) барабар болот $\xi = \oint (E_{жат})_{\ell} \cdot dl$ (3.2.2). Демек, ЭКК бирдик оң дүрмөттү бүт туюк чынжыр боюнча кыймылдаткандагы жат күчтөрдүн аткарган жумушуна барабар болот.

Дармандардын (потенциалдардын) айырмасы бирдик оң дүрмөттү каршылыктын (өткөргүчтүн) бир учунан экинчи учуна жылдыргандагы электростатикалык күчтөрдүн аткарган жумушуна барабар болот жана төмөнкүдөй аныкталат $\varphi_1 - \varphi_2 = \dfrac{A_{элст}}{Q} = \int_1^2 (E_{элст})_l \, dl$ (3.2.3).

Электр чынжырынын эки чекитинин ортосуна коюлган чыңалуу (U_{12}) бирдик оң дүрмөттү бир чекиттен экинчи чекитке которуудагы электростатикалык күчтөрдүн аткарган жумушу менен жат күчтөрдүн аткарган жумушунун кошундусуна барабар жана төмөнкүдөй табылат:

$U_{12} = \dfrac{A_{элст} + A_{жат}}{Q} = (\varphi_1 - \varphi_2) + \xi$ (3.2.4). Эгерде биринчи (1) жана экинчи (2) чекиттердин ортосунда агын (ток) булагы (ξ) жок болсо, анда $U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2$ (3.2.5). Ошентип ЭКК(ξ), дармандардын айырмасы $(\varphi_1 - \varphi_2)$ жана чыңалуу (U) физикалык мааниси жактан бирдей, б.а. бирдик оң дүрмөттү жылдырууга кеткен жумуштарга барабар.

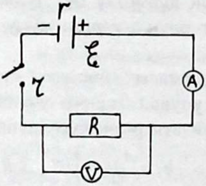
Үчөөнүн тең бирдиктери бирдей жана бир Вольтко барабар: $[\xi]=[\varphi_1-\varphi_2]=[U]=1B$ (3.2.1–сүрөт).



3.2.1-сүрөт. Электр чынжырынын эки чекиттер (1,2) ортосундагы чыңалуу (U_{12}), потенциалдар айырмасы $(\varphi_1-\varphi_2)$ жана электр кыймылдаткыч күчтөр (ξ) ортосундагы байланыш.

§ 3.3. Турактуу агын (ток) үчүн Омдун мыйзамдары

Электр агынын (тогун) алыш үчүн электрдик чынжырды түзүү зарыл. *Электрдик чынжыр* (ток) булагынан (ξ), электрдик агынды (токту) пайдалануучу түзүлүштөн (R), туташтыруучу өткөргүчтөрдөн, ачкычтан $(\div)$, агынды өлчөй турган амперметрден (A) жана чыңалууну өлчөй турган вольтметрден (V) турат (3.3.1–сүрөт).



3.3.1-сүрөт. Электрдик чынжыр.

Немец окумуштуусу Г. Ом (1787–1854) турактуу агын (ток) үчүн төмөнкүдөй тажрыйба жүргүзгөн. Берилген өткөргүчтүн учтарына U_1, U_2, ж.б. электрдик чыңалууларды коюп, өткөргүчтөн өткөн I_1, I_2 ж.б. электр агындарын (токторун) өлчөгөн. Ошентип чыңалууну өзгөртсө агын (ток) дагы өзгөргөн. Бирок ушул өткөргүч үчүн $\frac{U_1}{I_1}$ жана $\frac{U_2}{I_2}$ ж.б. катыштары барабар болушкан, б.а. бул катыштар $\frac{U_1}{I_1}=\frac{U_2}{I_2}=...=const$ турактуу санды берген. Ом бул турактуу чоңдукту өткөргүчтүн мүнөздөмөсү катарында кабыл алганда, аны "R" менен белгилеген. Натыйжада төмөнкүдөй мыйзамды тапкан $I = \frac{U}{R}$ (3.3.1). Ал Омдун электр чынжырынын бир бөлүгү үчүн алган мыйзамы. Ал төмөнкүдөй окулат: Электр чынжырынын бир бөлүгүнөн өтүп жаткан электр агындын (токтун) күчү (I) ал бөлүктүн учтарына коюлган чыңалууга (U) түз пропорциялаш, ал эми бул бөлүктүн электр каршылыгына (R) тескери пропорциялаш болот.

Электр каршылыгына (R) тескери чоңдукту $\left(\frac{1}{R}\right)$ электр өткөрүүчүлүгү (G) деп аташат жана ал төмөнкүгө барабар: $G = \frac{1}{R}$ (3.3.2).

(3.3.2) ни, (3.3.1) ге койсок Омдун мыйзамы (3.3.1) төмөнкүдөй түргө келет: $I = G \cdot U$ (3.3.3). Электр каршылыгынын бирдиги СИ тутумунда (системасында) бир Ом менен өлчөнөт: [R]=1$Ом$: Электр өткөрүмдүүлүгү *(G)* СИде 1$Си$ (Сименс) менен өлчөнөт: $[G] = 1Cu = \frac{1}{Ом} = 1 \cdot Ом^{-1}$.

Немец окумуштуусу Г. Ом өткөргүчтүн каршылыгы үчүн дагы бир мыйзамды тажрыйбада тапкан: Өткөргүчтүн каршылыгы (R) анын затына (ρ) жараша өзгөрөт, узундугуна (l) түз пропорциялаш болот, ал эми туурасынан кесилиш аянтына (S) тескери пропорциялаш жана төмөнкүдөй жазылат: $R = \rho \frac{l}{S}$ (3.3.4), мында ρ – салыштырма электрдик каршылык; l – өткөргүчтүн узундугу; S – өткөргүчтүн туурасынан кесилиш аянты. Салыштырма электрдик каршылыктын (ρ) тескери чоңдугу $\left(\frac{1}{\rho}\right)$ салыштырма электрдик өткөрүмдүүлүк деп аталат: $\sigma = \frac{1}{\rho}$ (3.3.5). Салыштырма электрдик каршылыктын СИдеги бирдиги, Омдун электр каршылыгы үчүн законунан (3.3.4) төмөнкүчө аныкталат:

$$\rho = R\frac{S}{l},\ [\rho] = [R]\frac{[S]}{[l]} = 1 \cdot Ом\frac{м^2}{м} = 1 \cdot Ом \cdot м.$$

Ал эми салыштырма электрдик өткөрүмдүүлүктүн $\left(\sigma = \frac{1}{\rho}\right)$ бирдиги: $[\sigma] = \left[\frac{1}{\rho}\right] = 1\frac{1}{Ом \cdot м} = 1 \cdot O_м^{-1} \cdot м^{-1} = 1\text{Cu} \cdot м^{-1}$ *Электрдик чынжырдын (бир тектүү) бөлүгү үчүн жазылган Омдун мыйзамы* $I = \frac{U}{R}$ *(3.3.1)* *интегралдык закон* деп эсептелет. Анткени, электр агындын (токтун) күчү болгон I чоңдугу бүт өткөргүчкө тиешелүү, U– бүтүндөй өткөргүчкө коюлган электр чыңалуусу, R– өткөргүчтүн Омдук каршылыгы.

Омдун ушул (3.3.1) интегралдык законун дифференциалдык түргө которолу. Ушул максатта токтун беттик тыгыздыгын $j=\dfrac{I}{S}$ (3.3.6), чыңалыш (E) менен чыңалуунун (U) байланышын $E=\dfrac{U}{l}$ (3.3.7) жана өткөргүчтүн Омдук каршылыгы (R) менен анын салыштырма каршылыгынын (ρ) байланышын $R=\rho\dfrac{l}{S}$ (3.3.8) Омдун өткөргүчтүн бөлүгү үчүн законуна (3.3.1 ге) коёлу: $jS=\dfrac{El}{\rho\dfrac{l}{S}}$, анда $j=\dfrac{1}{\rho}E$ (3.3.9) болот. *Бул Омдун чынжыр бөлүгү үчүн законунун дифференциалдык түрү болуп саналат.* $\dfrac{1}{\rho}=\sigma-$ салыштырма каршылыкты жана салыштырма өткөрүмдүүлүктү эске алып $j=\dfrac{1}{\rho}E=\sigma\cdot E$ (3.3.10) алдык. Мында $\vec{j}$ жана $\vec{E}$ вектордук чоңдуктар. Анда $\vec{j}=\dfrac{1}{\rho}\vec{E}=\sigma\vec{E}$ (3.3.11) болот. Мында $\vec{j}$ – электр агындын (тогунун) тыгыздыгы; $\vec{E}$ – өткөргүчтүн ичиндеги электр талаанын чыңалышы, бул (3.3.11) туюнтма боюнча Омдун мыйзамы төмөнкүдөй окулат: Бир тектүү электр чынжырынын бөлүгүндө электр агындын (токтун, I) тыгыздыгы (j) өткөргүчтүн ичиндеги электр талаанын чыңалышына (E) түз пропорциялаш болот. Эгерде чынжырдын бөлүгүндөгү электр агындын (токтун) булагы болсо, анда мындай чынжыр бир тектүү эмес деп аталат (3.3.1–сүрөт). Бул учурда Омдун дифференциалдык мыйзамы төмөнкүдөй жазылат: $\vec{\mathrm{j}}=\sigma(\vec{\mathrm{E}}_{\text{элст}}+\vec{\mathrm{E}}_{\text{жат}})=\dfrac{1}{8}(\vec{\mathrm{E}}_{\text{элст}}+\vec{\mathrm{E}}_{\text{жат}})$ (3.3.12), мында $\vec{\mathrm{E}}_{\text{жат}}$ – жат күчтөрдүн электр талаасынын чыңалышы; $\vec{E}_{\text{элст}}$ – электростатикалык талаанын чыңалышы. Бул Омдун мыйзамы (3.3.12), бир тектүү эмес электр чынжырынын бөлүгү үчүн интегралдык түрдө төмөнкүдөй жазылат: $I=\dfrac{(\varphi_1-\varphi_2)+\xi}{R+r}$ (3.3.13). Эгерде электр чынжыры туюк болсо $(\varphi_1-\varphi_2)$, анда Омдун туюк чынжыры үчүн мыйзамы интегралдык түрдө төмөнкүдөй жазылат $I=\dfrac{\xi}{R+r}$ (3.3.14), мында ξ – чынжырдагы агын (ток) булагынын ЭКК; R– тышкы каршылык; r– агын булагынын ички каршылыгы. Бул мыйзам төмөнкүдөй окулат: Туюк чынжырдагы электрдик агын (ток) күчү *(I)* ал чынжырдагы агын (ток) булагынын электр кыймылдаткыч күчүнө (ξ) түз пропорциялаш, ал эми электр чынжырынын каршылыгы *(R)* менен агын (ток) булагынын ички каршылыгынын *(r)* кошундусуна тескери пропорциялаш болот.

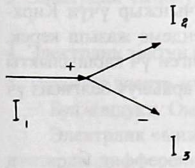
§ 3.4. Кирхгофтун эрежелери

Жогоруда каралган Омдун закондору бир тектүү жана бир тексиз туюк электр чынжырларын эсептөөгө гана жарактуу.

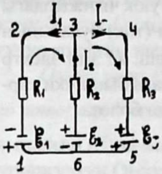
Эгерде электр чынжыры бутакташкан, татаал курамга (схемага) ээ болсо, аны эсептөөдө, немец физиги Густав Роберт Кирхгоф 1847-жылы сунуштаган эрежелер колдонулат. Анын эки эрежеси бар:

Кирхгофтун биринчи эрежеси, электр чынжырдын түйүнү үчүн колдонулат. Электр түйүнү деп 3 же андан көп өткөргүчтөрдүн туташкан түйүнү (чекити) аталат. Киргхофтун биринчи эрежеси төмөнкүдөй окулат: электр түйүнүндөгү агындардын (токтордун) кошундусу нөлгө барабар: $\sum_{i-1}^{n} I_i = 0$ (3.4.1), мында *n*– түйүндө туташкан агындардын (токтордун) саны. Бул эрежеде түйүнгө кирген агын (ток) оң (+), ал эми түйүндөн чыккан агын (ток) терс (–) белги менен алынат (3.4.1-сүрөт).

Кирхгофтун экинчи эрежеси туюк чынжыр (контур) үчүн колдонулат. Ал төмөнкүдөй окулат: туюк чынжырдагы (контурдагы) каршылык (R_i) менен агындын (токтун) күчүнүн (I_i) көбөйтүндүлөрүнүн кошундусу, ал чынжырдагы агын (ток) булактарынын электр кыймылдаткыч күчтөрүнүн (ξ_i) кошундусуна барабар болот. Ал эреже төмөнкүдөй жазылат: $\sum_{i=1}^{n} I_i R_i = \sum_{j=1}^{n} \xi_j$ (3.4.2), мында I_i – электр агындын (токтун) күчү; R_i – өткөргүчтүн каршылыгы; $\sum_{j=1}^{n} \xi_j$ –агын (ток) булактарынын электр кыймылдаткыч күчтөрүнүн кошундусу.



3.4.1-сүрөт. Электр түйүнү



3.4.2-сүрөт. Бутакташкан туюк электр чынжыры.

Бул 2 чи эрежени колдонуу үчүн биринчиден ал чынжырдын айлануу багытын тандап алуу керек. Ал 2 түрдө болот. Бири саат жебесинин айлануу багыты боюнча, 2 чиси саат жебесинин айлануу багытына карама-каршы. Ушул экөөнүн бирин тандап алуу керек. Экинчиден чынжырдагы өткөргүчтөрдөн өтүп жаткан электр агындын (токтун) багыттарын каалагандай эле коюп чыгууга болот. Эгерде агындын (токтун) багыты чынжырды айлануу багыты менен дал келсе ал агынды (токту) оң белги (+), ал эми каршы келсе терс (–) белги менен алынат. Эгерде чынжырды айланып келе жатканда ир алды агын (ток) булактын терс уюлун кезиктирип, андан кийин оң уюлун кезиктирсе мунун электр кыймылдаткыч күчү (ЭКК) оң (+) белги менен алынат. Ал эми тескерисинче, ир алды оң (+) уюлга кезигип, анан терс (–) уюлга кезиксе, анын ЭККү терс (–) белги менен алынат. Татаал электр чынжырынан бир туюк чынжырды (контурду) бөлүп алуу керек.

Бул сүрөттө (3.4.2-сүрөт) үч жөнөкөй чынжыр (контур) бар. Алардын биринчиси – 1,2,3,4,5,6,1. Экинчиси – 1,2,3,6,1. Үчүнчүсү– 6,3,4,5,6. Ушул үч жөнөкөй чынжыр үчүн Кирхгофтун 2чи эрежесин колдонуп теңдемелерди жазып чыгуу керек. Кирхгофтун 1 – эрежесинин теңдемелеринин саны татаал чынжырдагы түйүндөрдүн санынан бирге кем болот. 3.4.2-сүрөттө эки түйүн бар: 3 жана 6. Алардын бирине Кирхгофтун 1 чи эрежесин колдонуп бир гана теңдеме жазыш керек. Ал эми жогоркуда аталган үч жөнөкөй чынжыр үчүн Кирхгофтун экинчи эрежесин колдонуп эки гана теңдеме жазыш керек. Ошентип, баардыгы үч теңдемени жазып, берилген үч каршылыкты (R_1, R_2, R_3) жана үч ЭКТтүн (ξ_1, ξ_2, ξ_3) мааниси аркылуу белгисиз үч агын (ток) күчтөрүн (I_1, I_2, I_3) табышат.

IV бап. ТУРАКТУУ ТОКТУН (АГЫНДЫН) КУДУРЕТИ (ЭНЕРГИЯСЫ) ЖАНА КУБАТТУУЛУГУ

Электрдик чынжырдын жардамы менен электр тогу (агын) өндүрүлөт жана ар кандай максатта колдонулат. Электр тогун (агынын) пайда кыла турган өткөргүчтөрдүн системасы (жыйындысы) *электр чынжыры* деп аталат (§ 3.3).

Электр тогу (агыны) бар электр чынжырды сандык жактан мүнөздөөчү физикалык чоңдук эки түргө, интегралдык жана дифференциалдык физикалык чоңдуктарга бөлүнөт.

§ 4.1. Туруктуу токтун (агындын) электрдик чынжырынын интегралдык жана дифференциалдык мүнөздөмөлөрү

Туруктуу токтун электрдик чынжырын толугу менен (интегралдык түрдө, бир бүтүн нерсе катарында, жалпылап) мүнөздөөчү физикалык чоңдуктар интегралдык мүнөздөмөлөр деп аталат. Мындай чоңдуктар математикалык (сандык) жактан интегралдын жардамы менен аныкталат.

Ушундай интегралдык мүнөздөмөлөргө төмөнкү чоңдуктар кирет:

1. Электрдик кыймылдаткыч күчү: $\xi = \oint E_\ell^{жат} \cdot d\ell$ же $\xi_{12} = \int_1^2 E_\ell^{жат} \cdot d\ell$.

2. Потенциалдар (дармандар) айырмасы: $U = (\varphi_1 - \varphi_2) = \int_1^2 E_l \cdot d\ell$.

3. Электрдик чыңалуу: $U = \xi + (\varphi_1 - \varphi_2) = \int_1^2 E_\ell^{жат} \cdot d\ell + \int_2^1 E_l \cdot dl$.

4. Электрдик токтун (агындын) күчү: $I = \dfrac{Q}{t}$; $I_{орт} = \dfrac{\Delta Q}{\Delta t}$; $I = \dfrac{dQ}{dt}$.

5. Туруктуу электр тогуна (агынына) өткөргүчтүн каршылыгы: R.

Бул чоңдукту Омдун электр каршылыгы же Омдук каршылык дейт.

Электрдик чынжырдын бөлүктөрүн мүнөздөөсү физикалык чоңдуктарды дифференциалдык мүнөздөмөлөр дейт. Бул чоңдуктар интегралдык мүнөздөмөлөрдүн туундусу (производную) болуп саналат. Ошондуктан булар дифференциалдоо жолу менен аныкталат. Электрдик чынжырдын дифференциалдык мүнөздөмөлөрүнө төмөнкү физикалык чоңдуктар кирет:

1. Жат (электростатикалык эмес: химиялык; электрдик; механикалык; жылуулук ж.б.) күчтөрдүн талаасынын чыңалышы: $E_l^{жат} = \frac{d\xi}{dl}$.

2. Электрдик дүрмөттөрдүн талаасынын чыңалышы: $E_l = -\frac{d\varphi}{dl}$ же $E_n = -\frac{d\varphi}{dn}$.

3. Электрдик салыштырма каршылык: $\rho = R\frac{S}{l}$ же $\rho = R\frac{dS}{dl}$.

4. Электрдик токтун (агындын) тыгыздыгы: өткөргүчтүн туурасынан кесилиш аянты боюнча бир калыпта жайгашкан турактуу электр тогу үчүн $- j = \frac{I}{S}$; же өткөргүчтүн туурасынан кесилиши боюнча бир калыпта эмес жайгашкан ток (агын) үчүн $- j = \frac{dI}{dS}$. Токтун тыгыздыгы (*j*) вектордук (багыттуу) чоңдук. Электрдик чынжырдын өткөргүчүндөгү бирдик оң дүрмөттүн электр талаада кыймылдаган багыты токтун тыгыздык векторунун багыты катары кабыл алынган.

§ 4.2. Турактуу электр агындын (токтун) энергиясынын жана кубаттуулугунун интегралдык түрдөгү туюнтмалары

Өткөргүчтө электр агынды (токту) пайда кылыш үчүн электр талаанын жардамы менен дүрмөттү (зарядды) кыймылдатуучу (которуучу) жумушту аткаруусу зарыл. Эки учурду карайлы:

1) Электрдик чынжырдын бир тектүү бөлүгүндө талаанын зарядды (дүрмөттү) которууда аткарган жумушу: $A = Q \cdot U = Q\,(\varphi_1 - \varphi_2) = It\,(\varphi_1 - \varphi_2)$ (4.2.1), мында U – электрдик чынжырдын бир тектүү бөлүгүнө коюлган чыңалуу ($\varphi_1 - \varphi_2$).

2) Электрдик толук (туюк) чынжырда зарядды которууда талаанын аткарган жумушу: $A = Q \cdot U = Q \cdot \xi = I \cdot \xi \cdot t$ (4.2.2), мында $U = \xi$ – агын (ток) булагынын электр кыймылдаткыч күчү. Электр чынжырда пайда болгон агындын (токтун) энергиясы (*W*) зарядды (дүрмөттү) которууда талаанын аткарган жумушуна (*A*) барабар: $W = A$ (4.2.3). (4.2.1) жана (4.2.3). туюнтмалардан бир тектүү өткөргүчтө пайда болгон электр агындын (тогунун) энергиясы аныкталат:

$W = I \cdot (\varphi_1 - \varphi_2) \cdot t = I \cdot U \cdot t$ (4.2.4). Ал эми толук чынжырда пайда болгон токтун (агындын) энергиясы (4.2.2) жана (4.2.3) туюнтмалар менен аныкталат: $W = I \cdot \xi \cdot t$ (4.2.5). (4.2.4) жана (4.2.5) туюнтмаларын, Омдун закондоруна таянып башка түрдө да жазууга болот. Чынжырдын бөлүгү үчүн Омдун законун $(U = IR)$ (4.2.4) туюнтмага коюп $W = I^2Rt$ (4.2.6) алынат. Электр тогунун энергиясын (4.2.6) түрүндө жазуу, бир тектүү өткөргүчтүн бөлүгүндө түзгөн өткөргүчтөр удаалаш туташтырган учур үчүн ыңгайлуу формула болуп саналат. Анткени өткөргүчтөрдү удаалаш туташтырууда омдук толук каршылык (R) айрым каршылыктардын (R_j) кошундусуна барабар болот: $R = \sum_{j=1}^{n} R_j$ (4.2.7) жана бүт өткөргүч боюнча бирдей электр тогу өтөт, б.а. $I = const$.

Эгерде электрдик чынжырдын бир тектүү бөлүгү өз ара жарыш туташкан өткөргүчтөрдөн турса, анда мындай чынжырдагы электр тогунун энергиясын (W) төмөнкү формула менен аныктоо ыңгайлуу болот: $W = \frac{U^2}{R} t$ (4.2.8). Анткени, өткөргүчтөрдү жарыш туташтырууда омдук толук каршылыктын (R) тескери чоңдугу $\left(\frac{1}{R}\right)$ айрым каршылыктардын тескери чоңдуктарынын $\left(\frac{1}{R_j}\right)$ кошундусуна (суммасына) барабар: $\frac{1}{R} = \sum_{j=1}^{n} \left(\frac{1}{R_j}\right)$ (4.2.9) жана баардык өткөргүчтөргө бирдей чыңалуу коюлат.

Эми толук (туюк) чынжыр үчүн Омдун законун $U = \xi = I \cdot (R + r)$ (4.2.10) колдонуп ушул чынжыр аркылуу өтүп жаткан агындын (токтун) энергиясын аныктоочу формуланы (сындаманы) жазалы:

$W = I\xi t = IUt = I[I(R + r)]t = I^2Rt + I^2rt$ (4.2.11). Бул теңдеменин биринчи мүчөсү $I^2Rt = W_n$ (4.2.12) электрдик чынжырдын сырткы бөлүгүндөгү (омдук каршылыктагы, R деги) пайдалуу энергияны туюнтат (мүнөздөйт). Ал эми (4.2.11) дин экинчи мүчөсү $I^2rt = W_\xi$ (4.2.13) электрдик кыймылдаткыч күчтүн (ЭККтүн) булагынан бөлүнгөн (чыккан) энергия. Адатта бул энергия (W_ξ) жылуулук түрүндө бөлүнүп чыгат жана ток булагын ашыкча ысытат да анын күйүп кетүүсүнө алып келет, айрыкча электр каршылыгы нөлгө чейин азайганда $(r \to 0)$, б.а. кыскача туташып калганда электр тогу чексизге умтулуп электр жаасы пайда болот, ал тургай өткөргүч эрип кетиши мүмкүн.

Бул жерде агын (ток) булактын пайдалуу аракет коэффициенттин (ПАК) төмөнкүчө эсептеп алууга болот: $\eta = \frac{W_n}{W}$ (4.2.14), мында $W = W_\xi + W_n$ (4.2.15) чынжырдагы электр тогунун толук (жалпы) энергиясы; W_ξ – ток булагында бөлүнүп чыккан энергия; W_n – өткөргүчтөрдө бөлүнүп чыккан энергия; η – электр чынжырдын пайдалуу аракет коэффициенти (ПАКти, η), (4.2.11) жана (4.2.12)ни (4.2.14) көюп $\eta = \frac{I^2 Rt}{I^2 \cdot Rt + I^2 r \cdot t} = \frac{R}{R+r}$ (4.2.15) ти алабыз. Ошентип ток булагынын пайдалуу аракет коэффициенти (ПАК, η), электр чынжырдын тышкы (R) жана ички (r) каршылыктарынан көз каранды, б.а. r канчалык аз болсо, анда η ошончолук чоң болот.

Эми турактуу электр тогунун кубаттулугун карайлы. Электрдик токтун бирдик убакытта (dt) аткарган жумушу (dA) анын кубаттуулугун (P) көрсөтөт: $P = \frac{dA}{dt}$ (4.2.16). Бул формуланы (4.2.16) (4.2.3) чү туюнтмага $W=A$ коюп $P = \frac{dW}{dt}$ (4.2.17) ни алабыз. Ошентип, (4.2.17)ден көрүнгөндөй, электр тогунун кубаттуулугу (P) анын жумуш аткаруу ылдамдыгын көрсөтөт же энергияны сарып кылуу ылдамдыгын мүнөздөйт, б.а. энергияны бөлүп чыгаруу (же берүү) ылдамдыгын көрсөтөт. Электр чынжырдын бир тектүү (ток булагы жок бөлүгүндө) турактуу токтун кубаттуулугу төмөнкүчө аныкталат: $P = I \cdot U = I^2 R = \frac{U^2}{R}$ (4.2.18). Толук (туюк) чынжырдагы турактуу электрдик токтун кубаттуулугу төмөнкү формула менен аныкталат: $P = I\xi = IU = (I^2 R + I^2 r) = \frac{\xi^2}{(R+r)} = \frac{U^2}{(R+r)}$ (4.2.19).

§ 4.3. Турактуу электрдик токтун (агындын) энергиясынын жана кубаттулугунун дифференциалдык түрдөгү туюнтмалары

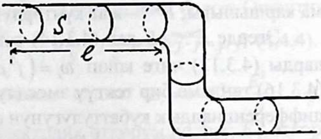
Электр энергиясын жана кубаттуулугун дифференциалдык түрдө мүнөздөө (туюнтуу) үчүн төмөнкү чоңдуктар колдонулат:

1) Өткөргүчтүн бирдик көлөмүндө (V) турактуу токтун бөлүп чыгарган энергиясы (W): $\omega = \frac{W}{V}$ (4.3.1). Бул дифференциалдык чоңдуктун (ω) өлчөө бирдигин СИде жазалы: $[\omega] = \frac{[W]}{[V]} = 1\frac{Дж}{м^3}$.

2) Турактуу электр агындын (тогунун) дифференциалдык кубаттуулугу, б.а. бирдик көлөмдө (V) энергиянын (W) бөлүнүп чыгуу ылдамдыгы (ω_t): $\omega_t = \dfrac{\omega}{t}$ (4.3.2); Анын СИдеги өлчөө бирдигин жазалы:

$[\omega_t] = \dfrac{[\omega]}{t} = \dfrac{1(Дж / м^3)}{1с} = 1\dfrac{Дж}{м^3 \cdot с}$. Ушул дифференциалдык физикалык чондукту (ω_t) адатта жылуулуктун (энергиянын) кубаттулугунун $\left(\dfrac{\omega}{t}\right)$ тыгыздыгы деп айтышат.

Ар кандай сындагы (формадагы) өткөргүчтү анын түз сызыктуу бөлүктөрүнө ажыратууга (дифференциалдоого) болот. Ошондуктан баардык эле өткөргүчтөрдө, анын түз сызыктуу бөлүгүндөй (V) болуп, энергия бөлүнүп чыгат (4.3.1-сүрөт). $V = S \cdot l$ (4.3.3), мында V– өткөргүчтүн түз сызыктуу бөлүгүнүн көлөмү; S – анын туурасынан кесилиш аянты; l– анын узундугу. (4.3.3) туюнтманы (4.3.1) ге коюп $\omega = \dfrac{W}{S \cdot l}$ (4.3.4) алабыз. Өткөргүчтө электр тогу пайда кылган энергия (4.2.4)чү туюнтма боюнча төмөнкүчө аныкталат: $W = I \cdot U \cdot t$ (4.3.5). (4.3.5) чи формуланы (4.3.4)чүгө коюп $\omega = \dfrac{IUt}{Sl} = \dfrac{I}{S} \cdot \dfrac{U}{l} \cdot t = j \cdot E \cdot t$ (4.3.6) ны алдык, мында $\dfrac{I}{S} = j$ (4.3.7) өткөргүчтөгү ток күчүнүн *(I)* беттик кесилиш аянтына (*S*) туура келген тыгыздыгы; $\dfrac{U}{l} = E$ (4.3.8) өткөргүчтөгү электр талаанын чыңалышы. $\omega = j \cdot E \cdot t$ (4.3.9)чу туюнтма турактуу электр агындын (токтун) энергиясынын дифференциалдык түрдө жазылган формуласы (сындамасы) болуп саналат.



4.3.1-сүрөт. Электр өткөргүчү.

Электрдик чынжырдын бир тектүү бөлүгү үчүн Омдун дифференциалдык түрдөгү мыйзамын (законун), б.а. $j = \sigma \cdot E = \dfrac{E}{\rho}$ (3.3.11) ди (4.3.9) чу туюнтмага коюп, чынжырдын бир тектүү бөлүгүнөн өткөн турактуу агындын (токтун) энергиясынын дифференциалдык түрдөгү төмөнкү формулаларын алабыз: $\omega = \frac{E^2}{\rho} \cdot t = \sigma E^2 t = j^2 \rho t$ (4.3.11). Мында $\sigma -$ өткөргүчтүн салыштырма өткөрүүчүлүгү; $\rho -$өткөргүчтүн салыштырма электрдик каршылыгы.

Турактуу электрдик токтун дифференциалдык кубаттуулугунун аныктамасы болгон $\omega_t = \frac{\omega}{t}$ (4.3.2)чи туюнтмага (4.3.9) чу жана (4.3.11) чи формулаларды коюп, өткөргүчтүн бир тектүү бөлүгүндөгү электрдик токтун дифференциалдык кубаттулугунун төмөнкү туюнтмаларын алабыз: $\omega_t = jE = \sigma E^2 = \frac{E^2}{\rho} = j^2 \rho$ (4.3.12).

Жогоруда өткөргүчтүн бөлүгүндөгү электр тогунун кубаттулугунун дифференциалдык формуласын (4.3.12) чыгарууну көрсөттүк. Эми бир тектүү эмес өткөргүчтөгү токтун кубаттулугунун дифференциалдык түрдөгү формуласын чыгарып көрөлү. Бир тектүү эмес өткөргүч бир тектүүдөн айырмаланып ток булагын да өз ичине камтыйт. Мындай өткөргүчтү толук чынжыр же туюк чынжыр деп да коёт. Омдун интегралдык законун туюк чынжыр үчүн жазалы: $I = \frac{\xi}{R + r}$ (4.3.13), мында $\xi -$ток булагынын электр кыймылдаткыч күчү; $R-$ чынжырдын бир тектүү бөлүгүнүн каршылыгы (тышкы каршылыгы); $r-$ ток булагынын каршылыгы (ички каршылыгы). Анда туюк (бир тектүү эмес) чынжыр үчүн Омдун дифференциалдык закону төмөнкүчө жазылат: $j \frac{E^{жат}}{\rho + \rho_и}$ (4.3.14). Мында $\rho-$ бир тектүү чынжырдын салыштырма каршылыгы; $\rho_и-$ ток булагынын (ички) салыштырма каршылыгы; $E^{жат}-$жат күчтөрдүн электр талаасынын чыңалышы.

Эгерде $E^{жат}=E$ деп (4.3.14) төн $E = j\rho + j\rho_и$ (4.3.15) туюнтмаларды (4.3.12) чиге коюп $\omega_t = \left(j^2\rho + j^2\rho_и\right)$ (4.3.16)ны алабыз. Бул (4.3.16) теңдеме бир тектүү эмес (туюк) чынжырдагы электр тогунун дифференциалдык кубаттулугунун формуласы болуп саналат. Мында $\omega_п = j^2\rho -$ пайдалуу дифференциалдык кубаттуулук – чынжырдын сырткы каршылыгында (R) бөлүнүп чыккан кубаттуулук; $\omega_{пи} = j^2\rho_и$ – ток булагында (чынжырдын ички бөлүгүндө) пайда болгон кубаттуулук.

§ 4.4. Электр агындын (токтун) кудуретинин (энергиясынын) жана кубатуулугунун бирдиктери. Джоуль-Ленц мыйзамы

Өткөргүчтө электр агыны (тогу) өткөндө жумуш аткарылат. Ал жумуш электр кудуретин (энергиясын) түзөт жана жылуулук түрүндө бөлүнүп чыгат. Ал жылуулуктун чоңдугун *Джоуль-Ленц мыйзамы* менен аныкташат. Ал мыйзам төмөнкүдөй жазылат: $Q = I\,U\,t = I^2Rt = \frac{U^2}{R}t$ (4.4.1), мында $Q = A = W$ электр агыны (тогу) бөлүп чыгарган жылуулуктун саны (Q) электр кудуретине (энергиясына, W) барабар жана аткарылган жумушту (А) көрсөтөт; I– агын (ток) күчү; U– чыңалуу; R– каршылык; t– убакыт.

Турактуу агындын (токтун) кубаттуулугу $P = \frac{W}{t} = IU = I^2R = \frac{U^2}{R}$ (4.4.2).

Кубаттуулуктун бирдиги 1Вт. [P]=1Вт. Ал эми энергия, жумуш жана жылуулук чоңдугу 1 Джоуль менен өлчөнөт. $[Q] = [W] = [A] = 1$Дж. Бирок практикада электр кудурети (энергиясы) W 1 Ватт-саат менен өлчөнөт. [W]=1kВт-саат же 1 киловатт-саат менен өлчөнөт. [W]=1kВт-саат.

Джоуль-Ленцтин мыйзамы дифференциалдык түрдө дагы жазылат. Мында жылуулук кубаттуулугунун тыгыздыгы деген (ω_t) чоңдук колдонулат. Ал өткөргүчтүн бирдик көлөмүндө бирдик убакытта бөлүнүп чыккан жылуулуктун чоңдугуна барабар. Ал төмөнкүчө жазылат: $\omega_t = \frac{Q}{V \cdot t} = \frac{P}{V}$ (4.4.3), мында ω_t – жылуулук кубаттуулугунун тыгыздыгы; V– өткөргүчтүн көлөмү; Q– бөлүнүп чыккан жылуулук; P– кубаттуулук; t– убакыт. Ушул, (4.4.3) туюнтмадан Джоуль-Ленцтин мыйзамынын дифференциалдык түрлөрүн чыгарып алса болот: Ошентип

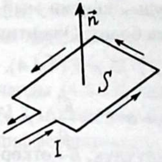
$$\omega_t = \frac{P}{V} = \left(\frac{I}{S}\right)\frac{U}{l} = j\frac{U}{l} = j\frac{E \cdot l}{l} = jE = j\frac{IR}{l} = j\frac{I}{l}\rho\frac{l}{S} = j\frac{I}{S} \cdot \rho = \rho\, j \cdot j = \rho\, j^2 \quad (4.4.4).$$

Натыйжада (4.3.12) туюнтманы алдык $\omega_t = \sigma \cdot E^2 = \frac{E^2}{\rho} = \rho \cdot j^2$ (4.4.5), мында σ – салыштырма электрдик өткөрүмдүүлүк; E– өткөргүчтүн ичиндеги чыңалыш; ρ – салыштырма электрдик каршылык; j– электр агындын (токтун) тыгыздыгы. Демек, жылуулук кубатынын тыгыздыгы (ω_t) чыңалыштын квадратына (E^2) же агындын (токтун) тыгыздыгынын квадратына (j^2) түз пропорциялаш болот.

V бап. МАГНИТ ТАЛААСЫ

§ 5.1. Магниттик индукциянын багыттамасы (вектору)

Магнит талаасы электростатикалык талаа сыяктуу эле көзгө көрүнбөйт жана адамга таасири билинбейт. Бирок Жердин магнит талаасы бар экендиги биздин эрага чейин 400 жыл мурун Гректерге белгилүү болгон жана Кытайда компасты колдонуп келишкен. Европада компас 12 кылымда гана белгилүү болгон. Азыркы кезде темирден жасалган туруктуу магнит талааны пайда кылаарын билебиз. Ал эми 1820 жылы Дания окумуштуусу Х.Эрстед электр агыны (тогу) бар өткөргүчтүн айланасында магнит талаасы пайда болоорун тажрыйбада аныктаган. Ал магнит талаага электр агыны (тогу) бар туюк кичине чынжырды (контурду) коюп анын айлана тургандыгын байкаган. Демек магнит талаасында ал кичине чынжырга айлантуучу күчтүн учуру (моменти) таасир этет. Бул туюк кичине чынжыр магниттик учур (момент, $\vec{p}_m$) менен мүнөздөлөт жана төмөнкүдөй табылат: $\vec{p}_m = I \cdot S \cdot \vec{n}$ (5.1.1), мында $\vec{p}_m$ – магниттик учур (момент); I– агын (ток) күчү; S– туюк чынжыр курчаган аянт; $\vec{n}$ – ошол бетке тургузулган бирдик нормаль (тик тургузулган вектор, 5.1.1-сүрөт).

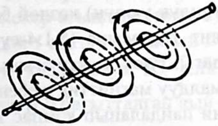


5.1.1-сүрөт. Жалпак туюк электрдик чынжыр.

Магнит талаасын мүнөздөш үчүн магниттик индукция багыттамасы (вектору) деген физикалык чондук киргизилет, ал төмөнкү сындама (формула) менен аныкталат: $|\vec{B}| = \dfrac{|\vec{M}_{\max}|}{|\vec{p}_m|}$ (5.1.2), мында

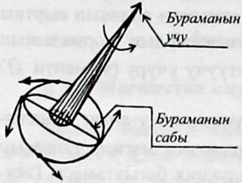
M_{max} – максималдык айлантуу учуру (моменти), $\vec{p}_m$ – магниттик учур (момент). Магниттик индукция багыттаманын (вектордун) бирдиги *1Тесло: [B]=1T*. Бул магниттик индукция багыттамасы (вектору) магнит талааны мүнөздөөчү негизги чоңдук болуп эсептелет. Магнит талаасында электр агыны (тогу) бар туюк өткөргүч айланып сырткы магнит талаанын багыты $(\vec{\mathrm{B}})$ менен туюк чынжырдын нормалынын $(\vec{\mathrm{n}})$ багыты дал келгенде токтойт да айлантуучу учуру (моменти $\vec{M}$) нөлгө барабар болот.

Ал эми магнит талаанын кошумча мүнөздөмөсү анын чыңалышы $(\vec{H})$ болуп эсептелет. Ал көбүнчө заттардын магнит талаасын эсептөөдө колдонулат жана магниттик индукция багыттамасы (вектору) менен төмөнкүдөй сындама (формула) аркылуу байланышат $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$ (5.1.3), мында μ_0 – магниттик турактуусу, анын мааниси $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\tilde{A}i}{i}$; μ – заттын магниттик өтүмдүүлүгү; $\vec{H}$ – магнит талаасынын чыңалышы, анын бирдиги бир Ампер бөлүнгөн метр: $[H] = 1\frac{A}{м}$. Магнит талаасы көзгө көрүнбөгөндүктөн анын сүрөтүн көрсөтүү үчүн индукция багыттамасынын күч сызыктары аркылуу көрсөтүшөт. Мисалы, түз сызыктуу өткөргүч аркылуу электр агыны өтүп жатса анын айланасындагы магнит талаасы борборлору өткөргүчкө туура келген (борбордоштурулган) айланалар түрүндө көрсөтүлөт (5.1.2-сүрөт).

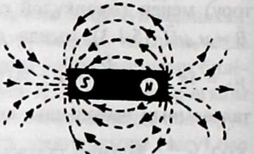


5.1.2-сүрөт. Түз электр агындын (токтун) магнит талаасы борбордоштурулган айланалар менен сүрөттөлөт.

Магниттик индукция багыттамасы (вектору) бул айланалардын жанымалары боюнча багытталат. Ал эми жанымалардын багыты оң бурама эрежеси менен табылат. *Оң бурама эрежеси* боюнча электр агындын (токтун, *I*) багыты бураманын кыймыл (умтулуу) багыты менен дал келсе, ал эми бураманын кармагычынын (сабынын) айлануу багыты менен магниттик индукция багыттамасынын (векторунун, $\vec{B}$) күч сызыктарынын багыты дал келет (5.1.3-сүрөт). Ал эми туруктуу магниттердин магнит талаасынын багыты түндүк уюлунан (N) түштүк (S) уюлун көздөй багытталат (5.1.4-сүрөт).



5.1.3-сүрөт. Электр агындын (токтун) жана анын магнит талаасынын багытын аныктаган "оң кол эрежеси".



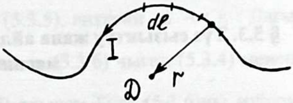
5.1.4-сүрөт. Туруктуу магниттик талаанын күч сызыктары.

Жердин географиялык түндүк уюлунда анын магниттик түштүк уюлу жайгашкан жана Жердин географиялык түштүк уюлунда анын магниттик түндүк уюлу жайгашкан. Жердин магниттик талаасынын күч сызыктары дагы анын магниттик түндүк уюлунан (Жердин географиялык түштүк уюлунан) түштүк уюлун (Жердин географиялык түндүк уюлун) көздөй багытталышат жана туруктуу магниттин магнит талаасына (5.1.4-сүрөт) окшоп кетет. Жердин магнит талаасы дагы, туюк электр агыны (тогу) бар чынжырдын магнит талаасы сымалдуу магниттик жебени (стрелканы) айландырат. Магниттик жебени пайдаланып компас жасалат жана анын жардамы менен Жердин түштүк же түндүк багыттарын таап алууга болот.

§ 5.2. Био-Савар-Лаплас мыйзамы

Ар кандай формадагы (сындагы) электр агындын (токтун) магнит талаасын француз окумуштуулары Ж.Био жана Ф. Савар изилдешкен. Ж.Био электр агындын (токтун) магнит талаасынын индукциясы (B) ал токтун күчүнө түз пропорциялаштыгын көрсөткөн, ал эми Ф. Савар индукциянын аралыктан (r) татаал түрдө көз каранды экенин айкындаган.

Бул изилдөөлөрдүн жыйынтыгын жалпылап Француз окумуштуусу П. Лаплас төмөнкү мыйзамды тапкан. Ал *Био-Савар-Лаплас мыйзамы* деп аталып калган жана төмөнкүдөй түрдө жазылат: $dB = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{Idl \sin\alpha}{r^2}$ (5.2.1), мында (Idl)– агын (ток) элементи; I– агын (ток) күчү; dl– өткөргүчтүн узундук элементи; r– агын (ток) элементинен (Idl) магнит талаасы каралып жаткан чекитке (D) чейинки аралык (5.2.1-сүрөт).

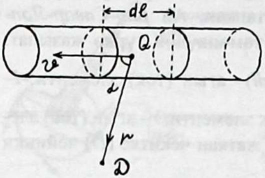


5.2.1-сүрөт. Био-Савар-Лаплас мыйзамын түшүндүрүү үчүн алынган ийри туруктуу электр агыны (тогу).

Бул Био-Савар-Лаплас мыйзамы төмөнкүдөй окулат: электр агыны (тогу) бар өткөргүчтүн айланасында пайда болгон магниттик индукция векторунун (багыттамасынын) чоңдугу агындын (токтун) элементине (Idl) түз пропорциялаш, ал эми бул элементтен каралып жаткан магнит талаанын чекитине чейинки аралыктын квадратына (r^2) тескери пропорциялаш болот.

Био-Савар-Лапластын бул закону (5.2.1) электродинамиканын негизги мыйзамдарынын бири болуп саналат. Бирок аны *элементардык закон* деп да коёт, анткени (dB) ал электр агындын (токтун) элементи (Idl) үчүн жазылды. Ал эми бүтүндөй I токтун талаасын D чекитинде табыш үчүн суперпозиция жобосун колдонобуз: $\vec{B} = \int d\vec{B}$.

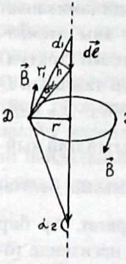
Электр агыны (тогу, $I = \frac{Q}{dt}$) дүрмөттөрдүн (Q) багытталган кыймылы $\left(\upsilon = \frac{dl}{dt}\right)$ болгондуктан, ар бир дүрмөт (Q) кыймылда болгон кезде өзүнүн айланасында магнит талаасын (dB) жаратат. Ар бир кыймылдагы дүрмөттүн (Q) магнит талаасы (5.2.1)дин негизинде төмөнкүдөй жазылат: $dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi r^2} \cdot Q\upsilon \cdot \sin\alpha$ (5.2.2), мында $I = \frac{Q}{dt}$ жана $\frac{dl}{dt} = \upsilon$ экендиги эске алынды, б.а. $Idl = \frac{Q}{dt}\upsilon dt = Q\upsilon$; Q– дүрмөттүн чоңдугу; υ – дүрмөттүн ылдамдыгы; r– дүрмөттөн каралып жаткан магнит талаасынын чекитине (D) чейинки аралык; $\alpha - \upsilon$ менен r дин ортосундагы бурч (5.2.2-сүрөт).



5.2.2-сүрөт. Түз сызыктуу электр тогу.

§ 5.3. Түз сызыктуу жана айлана түрүндөгү агындын (токтун) магнит талаасы

Ар кандай сынга (формага) ээ болгон агындын (токтун) I айланасында пайда болгон магнит талаанын индукциясын (B) табыш үчүн Био-Савар-Лапластын мыйзамын (5.2.1) жана суперпозиция принцибин ($B=\int dB$) колдонобуз. Эгерде агын (ток) түз сызыктуу болсо, анда анын айланасындагы магнит талаасынын ар кандай чекитиндеги (D) индукциясы (B) Био-Савар-Лапластын мыйзамы жана суперпозиция жобосу менен төмөнкүчө аныкталат (5.3.1-сүрөт).



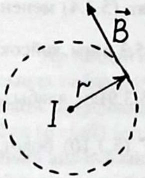
5.3.1-сүрөт. Био-Савар-Лапластын мыйзамы менен түз токтун магнит талаасынын индукция векторун аныктоо.

Суперпозиция (көз карандысыздык) жобосу магниттик талаанын негизги мүнөздөмөсү болгон магниттик индукция (B) чоңдугу үчүн $B=\int dB$ (5.3.1) түргө ээ. Мында dB– түз агындын (токтун, *l*) элементи (*Idl*) дин *I* ден эң кыска аралыкта (*r*) жаткан *D* чекитиндеги магнит талаанын индукциясынын (B) элементи. Бул магниттик индукциянын элементи (*dB*) Био-Савар-Лапластын мыйзамы (5.2.1) менен аныкталат, б.а. $dB = \dfrac{\mu_0 \mu}{4\pi} \dfrac{Idl}{r^2} \sin\alpha$ (5.3.2) болот. (5.3.2) ни (5.3.1) ге коёбуз: $B = \dfrac{\mu_0 \mu I}{4\pi} \int \dfrac{dl \sin\alpha}{r^2}$ (5.3.3). Мында *I* чондугу туруктуу сан, анткени биз туруктуу агындын (токтун) магнит талаасын карап жатабыз. 5.3.1-сүрөттөн көрүнгөндөй, эң жогорку тик бурчтуу үч бурчтуктан $h = dl \cdot \sin\alpha_1$ (5.3.4) алынат жана $\sin\alpha_1$ үстүнкү сол үч бурчтуктан $h = r_1 \cdot d\alpha$ (5.3.5), анткени $dl \prec\prec r_1$. Дагы үстүнкү чоң тик үч бурчтуктан $\dfrac{r}{r_1} = \sin\alpha_1$ (5.3.6) чыгат. (5.3.4) менен (5.3.5) ден $dl \cdot \sin\alpha_1 = r_1 \cdot d\alpha$ (5.3.7) алынат. Буга (5.3.6)ны койсок $dl \cdot \dfrac{r}{r_1} = r_1 \cdot d\alpha$ (5.3.8) болот. Мындан $\dfrac{dl}{r_1^2} = \dfrac{d\alpha}{r}$ (5.3.9)ду алабыз. Муну (5.3.9) (5.3.3) кө койсок $B = \dfrac{\mu_0 \mu I}{4\pi r} \int \sin\alpha \cdot d\alpha$ (5.3.10) болот.

Бул интегралдын баштапкы чеги a_1, ал эми акыркы чеги a_2 ге барабар. Анда $B = \dfrac{\mu_0 \mu I}{4\pi r} (-\cos\alpha) \Big|_{\alpha_1}^{\alpha_2} = \dfrac{\mu_0 \mu I}{4\pi \cdot r} (\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2)$ (5.3.11) болот. Эгерде өткөргүч чексиз узун болсо, анда a_1=0°, a_2=180° болот, ал эми $\cos\alpha_1 = 1$, $\cos\alpha_2 = -1$ болот. Эгерде *D* чекити өткөргүчкө (*I* ге) жакын болсо, анда (5.3.11) $B = \dfrac{\mu_0 \mu I}{2\pi r}$ (5.3.12) болот. Ошентип түз сызыктуу агындын (токтун) магнит талаасынын индукциясы (B) (5.3.12) формула менен аныкталат. Ал эми анын ушул түз сызыктуу агындын (токтун) магнит талаасынын чыңалышын (H) B менен Hты байланыштырган формулага $H = \dfrac{B}{\mu \mu_0}$ (5.3.12) туюнтманы коюп алынган $H = \dfrac{I}{2\pi r}$ (5.3.12 а) боюнча аныктоого болот. Бул учурда магнит талаанын багытын дагы эле бурама эрежеси менен табабыз. Бураманын кармагычын агындын (токтун) тегерегинде айландырганда бураманын сабы кайсы жакка айланса, ошол жакка магниттик индукция да багытталат. 5.1.2-сүрөттө көрсөтүлгөндөй магнит индукциясынын күч сызыктары борборлору түз сызыктуу агындын (токтун) өзүндө жайланышкан айланаларды (борбордошкон айланаларды) түзөт. Алардын багыты оң бурама эрежеси менен аныкталат. Бураманын өзү агын (ток) багыты боюнча кыймылдаса, анын кармагычынын айлануу багыты магнит индукциясынын күч сызыгынын багытын көрсөтөт (5.1.3-сүрөт).

Ушул жүргүзүлгөн жаныма магнит талаанын берилген чекитиндеги индукция вектору $(\vec{B})$ болуп саналат.

Мындай сызыка жүргүзүлгөн жаныма ошол чекиттеги магнит индукциясынын (В) багытын көрсөтөт (5.3.2-сүрөт).



5.3.2-сүрөт. Түз ток (агын, I) барактан окуучунун көзүнө тик багыталат. Бул токтун магнит талаасынын күч сызыктары айлананы (пунктирди) түзөт.

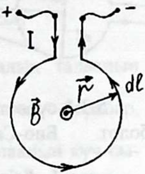
Эми айлана түрүндөгү өткөргүчтүн электр агынын (тегерек токтун) магнит талаасынын индукциясын табыш үчүн (жогоруда көрсөтүлгөндөй) Био-Савар-Лапластын мыйзамын жана суперпозиция жобосун колдонолу.

Бул жерде тегерек (айлана) агындын (токтун) борборундагы, огундагы жана анын айланасындагы ар кандай чекиттердеги магнит талааларды ажырата билүү зарыл. Биз акыркы, үчүнчү учур татаал болгондуктан ага токтолбойбуз.

1. Айланма (тегерек) агындын (токтун) борборундагы магнит талаанын индукциясы (В).

Био-Савар-Лапластын мыйзамын (5.2.1) эстейли: $dB = \frac{\mu_0 \mu I \cdot dl \cdot \sin\alpha}{4\pi\, r^2}$ (5.3.13). Мында dB чоңдугу агындын (токтун) элементи ($I \cdot dl$)дин жараткан магнит талаасынын индукциясы. Ал эми бүтүндөй I агындын (токтун) пайда кылган индукциясы (В)ны аныкташ үчүн суперпозиция жобосун $B = \int dB$ (5.3.14) колдонобуз.

Тегерек агынды (токту) 5.3.3 – сүрөттө көрсөтүлгөндөй жол менен алууга болот. Мында r тегерек агындын (токтун) радиусу. Индукция вектору $\vec{B}$ оң бурама эрежеси (5.3.3-сүрөт) боюнча окуучунун көзүнө багытталган, б.а. $\vec{B}$ менен $\vec{r}$ векторлору 90^0 ту түзүшөт.

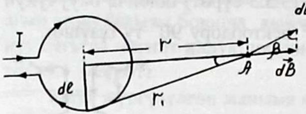


5.3.3-сүрөт. Тегерек (айланма) токтун (агындын) борборундагы магнит талаанын индукциясы $\left(\vec{B}\right)$.

Ал эми айлананын радиусу r анын элементине (dl) дайыма тик багытталат, б.а. $\left(dl^{\wedge} \cdot r\right) = \alpha = 90^0$. Демек $\sin\alpha = \sin(dl^{\wedge} \cdot r) = \sin 90^0 = 1$. Анда (5.3.13) туюнтма $dB = \dfrac{\mu_0 \mu I dl}{4\pi r^2}$ (5.3.15) болот. Муну (5.3.14)кө коюп $dB = \dfrac{\mu_0 \mu I}{4\pi r^2} \int\limits_0^{2\pi r} dl$ (5.3.16) алабыз. Бул жерде интегралдоо айлана боюнча жүргүзүлөт. Мында $2\pi r$ айланма (тегерек) токтун жалпы узундугу. Ошентип $B = \dfrac{\mu_0 \mu I}{2r}$ (5.3.17) айланма (тегерек) токтун борборундагы магнит талаанын индукциясынын формуласын алдык. Ал эми ушул эле тегерек (айланма) токтун борборундагы магнит талаанын чыңалышы (Н) $B = \mu_0 \mu H$ туюнтмасына (5.3.17) ни коюп табылган $H = \dfrac{I}{2r}$ (5.3.17 а) боюнча аныктоого болот. Ушул (5.3.17) туюнтманын алымын жана бөлүмүн тегерек токтун аянтына $\left(S = \pi r^2\right)$ көбөйтүп $B = \dfrac{\mu_0 \mu I}{2r} \dfrac{\pi r^2}{\pi r^2} = \dfrac{\mu_0 \mu (I \cdot S)}{2\pi r^3} = \dfrac{\mu_0 \mu p_m}{2\pi r^3}$ (5.3.18) алабыз. Мында $p_m = I \cdot S$ тегерек токтун магниттик учуру (моменти). Ошентип тегерек токтун борборундагы магнит талаанын индукциясы $B = \dfrac{\mu_0 \mu p_m}{2\pi r^3}$ (5.3.19) менен, ал эми чыңалышы $H = \dfrac{p_m}{2\pi r^3}$ (5.3.19а) боюнча аныкталат.

2. Тегерек агындын (токтун) огундагы магнит талаанын индукциясы.

Бул учурда (5.3.13) жана (5.3.14) туюнтмаларды колдонуш үчүн тегерек токту анын огу менен бирге сүрөтүн чийүү зарылдыгы пайда болду (5.3.4-сүрөт).



5.3.4-сүрөт. Тегерек (айланма) токтун (агындын) огундагы магнит талаанын индукциясы $\left(\vec{B}\right)$.

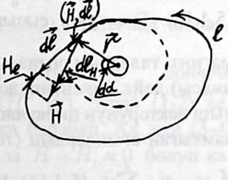
5.3.4-сүрөттөн көрүнгөндөй $dB = dB_1 \cdot \sin\beta$ (5.3.20) болот. Био-Савар-Лапластын мыйзамы (5.3.13) боюнча

$dB_1 = \dfrac{\mu_0\mu\, I\cdot dl \sin\left(dl^\wedge\cdot r\right)}{4\pi\, r_1^2}$ (5.3.21) алынат. Дагы $(dl^\wedge \cdot r) = 90^0$ эске алып $dB_1 = \dfrac{\mu_0\mu I\cdot dl}{4\pi\, r^2}$ (5.3.22) чыгат, анткени $\sin\left(dl^\wedge\cdot r\right) = \sin 90^0 = 1$. 5.3.4-сүрөттөн $\sin\beta = \dfrac{R}{r_1}$ (5.3.23) жана $r_1 = \sqrt{R^2 + r^2}$ (5.3.24) чыгат. (5.3.22) менен (5.3.23)тү (5.3.20) га коюп $dB = \dfrac{\mu_0\mu\cdot I\cdot dl\cdot R}{4\pi\, r_1^3}$ (5.3.25) алабыз жана муну, (5.3.24) тү эске алып (5.3.14) кө коёлу: $B = \dfrac{\mu_0\mu\cdot I\, r}{4\pi\, r_1^3}\displaystyle\int_0^{2\pi R} dl = \dfrac{\mu_0\mu I r^2}{2 r_1^3} = \dfrac{\mu_0\mu I R^2}{2(\sqrt{R^2 + r^2})^3} = \dfrac{\mu_0\mu I R^2}{2(R^2 + r^2)^{3/2}}$. Натыйжада $B = \dfrac{\mu_0\mu I R^2}{2(R^2 + r^2)^{3/2}}$ (5.3.26) болот. Ошентип тегерек токтун огундагы магниттик индукция (B) (5.3.26) туюнтмасы менен аныкталат. Муну π ге көбөйтүп жана бөлүп $B = \dfrac{\mu_0\mu I(\pi R^2)}{2\pi\,(r^2 + r^2)^{2/3}} = \dfrac{\mu_0\mu\, p_m}{2\pi\,(r^2 + r^2)^{3/2}}$ (5.3.27), мында p_m – магниттик моменти (учуру). Ошентип айланма токтун огунун ар кандай чекитинде (мисалы, 5.3.4-сүрөттөгү А чекитинде) магнит талаанын индукциясы төмөнкүдөй болот: $B = \dfrac{\mu\mu_0}{2\pi}\cdot\dfrac{p_m}{\left(R^2 + r^2\right)^3}$ (5.3.28). Мында r– айлананын борборунан анын огунун А чекитине чейинки аралык. Ал эми ушул эле айланма токтун огунун ар кандай чекитиндеги магнит талаанын чыңалышы $B=\mu_0\mu H$ формуласына (5.3.28) ди коюп алынган төмөнкү сындама $H=\frac{1}{2\pi}\frac{p_m}{(R^2+r^2)^{3/2}}$ (5.3.29) боюнча табылат.

§ 5.4. Магниттик талаанын чыңалыш векторунун циркуляциясы (туюктамасы)

Жогоруда (§ 2.1) көрсөтүлгөндөй электростатикалык талаанын чыңалыш векторунун циркуляциясы $\left(\oint\limits_l E_l dl\right)$ дайыма нөлгө барабар, б.а. $\oint\limits_l E_l dl=0$ (5.4.1). Анткени электростатикалык талаанын күч сызыктары оң белгидеги дүрмөттөн чыгып терс белгидеги дүрмөткө кирет, б.а. электростатикалык талаа тынымсыз улана бербестен үзүлөт. Натыйжада электростатикалык талаанын күч сызыктары үзгүлтүктүү болот. Ошондуктан электростатикалык талаанын циркуляциясы (туюктамасы) нөлгө барабар болот, б.а. оң дүрмөттөн чыгып терс дүрмөткө кирип тим болот. Ошентип электростатикалык талааны электр дүрмөтү нурдантат (чыгарат) жана жутуп алат.

Көптөгөн тажрыйбаларда магниттик дүрмөттүн жаратылышта болушу далилденген жок. Магниттик талааны кыймылдагы дүрмөт, б.а. электр тогу пайда кылаары жайнаган тажрыйбаларда текшерилди. Дагы магниттик талаанын чыңалыш векторунун күч сызыктары дайыма туюк, үзгүлтүксүз болоору айкындалды. Ошентип магниттик талааны кыймылдаган гана дүрмөттөр (элементардык бөлүкчөлөр) жана электр агындары (токтору) пайда кылаары шексиз болду.

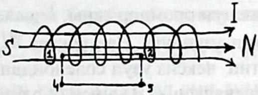


5.4.1-сүрөт. Магнит талаанын чыңалыш векторунун $\left(\vec{H}\right)$ циркуляциясы $\left(\oint H_e\cdot dl\right)$.

Эми магниттик талаанын чыңалыш векторунун циркуляциясы (туюктамасы, $\oint H_l dl$) нөлгө барабар эместигин көрсөтөлү. Ушул максатта 5.4.1-сүрөттө көрсөтүлгөндөй кагаз баракчасынан окуучуну көздөй тик багытталган түз сызыктуу электр тогу (I) магниттик талааны $(\vec{H})$ пайда кылат. Бул электр агыны (тогу) туюк сызык (туташ контур) менен курчалган. Оң бурама эрежеси боюнча магнит талаанын күч сызыктары саат стрелкасына каршы багытталышат жана түз электр тогунда (агында) борбордошкон айланалардын тутумун түзүшөт. 5.4.1 – сүрөттө бир гана магниттик күч сызык штрих менен айлана түрүндө көрсөтүлгөн, ал эми туташ сызык түз токту (агынды) айланып өтүү жолун (l) көрсөтөт. Магнит талаанын чыңалышынын (Н) айланып өтүү жолуна (dl) болгон проекциясы $H_l = H \cdot \cos(H^\wedge \cdot dl)$ (5.4.2) болсо, анда dlдин Нка болгон проекциясы $dl_H = dl \cdot \cos(H^\wedge \cdot dl)$ (5.4.3) болот. Бул эки туюнтмадан $\cos\left(H^\wedge \cdot dl\right) = \frac{H_l}{H} = \frac{dl_H}{dl}$ чыгат. Мындан $H_l \cdot dl = dl_H \cdot H$ (5.4.4) алынат. 5.4.1 – сүрөттөн $dl_H = r \cdot d\alpha$ (5.4.5) алынды. (5.4.5) ти (5.4.4) кө коюп $H_l \cdot dl = H \cdot r \cdot d\,\alpha$ (5.4.6) алабыз. Мында $H = \frac{I}{2\pi r}$ (5.4.7) жогоруда (§ 5.3) айтылгандай түз токтун (агындын) магнит талаасынын чыңалыш вектору. Аны, б.а. (5.4.7)ни (5.4.6)га коюп $H_l \cdot dl = \frac{I}{2\pi} d\alpha$ (5.4.8) алынды. (5.4.8) туюнтма $\left(H_l \cdot dl\right)$ көбөйтүндүнүн dl бөлүгүндөгү гана маанисин камтыйт. Эгерде l сызыгын толук айлантса, б.а. (5.4.8) ди туюк интегралдаса, анда $\oint H_l \cdot dl = \frac{I}{2\pi}\int_0^{2\pi} d\alpha = I$ (5.4.9) болот. Ошентип $\oint H_l \cdot dl = I$ (5.4.10). Бул туюк сызык боюнча алынган интегралды $\left(\oint_l H_l dl\right)$ магнит талаанын чыңалыш векторунун (Н) туюктамасы (циркуляциясы) дейт. Ошентип, жалпы учур үчүн, магниттик талаанын чыңалыш векторунун циркуляциясы (туюктамасы) айланып чыккан сызык камтыган агындардын (токтордун) кошундусуна барабар болот, б.а. $\oint_l H_l \cdot dl = \sum_{i=i}^{n} I_i$ (5.4.11). Ушул (5.4.10) туюктаманын жардамы менен ар кандай сындагы (формадагы) электрдик агындардын (токтордун) магнит талааларынын чыңалыш векторлору аныкталат.

§ 5.5. Соленоид жана тороиддин магниттик талаалары

Эгерде агын (ток) катушка түрүндөгү өткөргүчтөн өтүп жатса, анын магнит талаасы ички бөлүгүндө гана пайда болот. Мындай өткөргүч *соленоид* деп аталат (5.5.1-сүрөт).



5.5.1-сүрөт. Соленоиддин магнит талаалары.

5.5.1-сүрөттөн көрүнгөндөй соленоиддин магнит талаасы уюлдары бар турактуу магниттикине окшоп турат. Жогоруда (§ 5.4) каралган магнит талаанын чыңалыш векторунун (H) циркуляциясына (5.4.11) таянып соленоиддин ичиндеги бир тектүү магниттик талаанын $(H = const)$ чыңалышын аныктоого болот. 5.5.1-сүрөттөн көрүнгөндөй соленоиддин эки уч жактарында магниттик талаа бир тектүү боло албайт, анткени анын учтарында күч сызыктары ийрейишип чачырашат же чогулушат, б.а. багыттары жана тыгыздыктары өзгөрөт. Ошондуктан чексиз узун соленоидке магниттик талаанын чыңалыш векторунун туюктамасын (циркуляциясын) $\oint\limits_j H_j \cdot dl = \sum\limits_{j=1}^{n} I_j$ (5.5.1) колдонобуз. Туюк сызык (контур) катарында 5.5.1–сүрөттө көрсөтүлгөн 1-2-3-4-1 төрт бурчтукту пайдаланабыз. Анда, $\vec{H}$ векторунун туюктамасы төмөнкүчө жазылат:

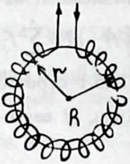
$\oint\limits_l H_l dl = \int\limits_1^2 H_l dl + \int\limits_2^3 H_l dl + \int\limits_3^4 H_l dl + \int\limits_4^1 H_l dl$ (5.5.2). Интеграл алдындагы көбөйтүндү $(H_l dl)$ (5.4.2) туюнтма боюнча $H_l dl = H \cdot dl \cdot \cos\left(H^\wedge \cdot dl\right)$ (5.5.3) болот. $(H^\wedge \cdot dl)$ бурчу (1-2) чегинде 0°; (2-3) жана (4-1) чектеринде 90°ка барабар. Ал эми (3-4) чекти соленоидден абдан алыста алсак, анда $H = H_l \approx 0$ болуп калат. Ошентип $\oint\limits_l H_l dl \approx \int_1^2 H_l dl$ (5.5.4) болду. Ал эми (5.5.3) боюнча

$$\int_1^2 H_l dl = \int_1^2 H \cdot dl \cos(H^\wedge \cdot dl) = \int_1^2 H \cdot dl \cdot \cos(0^0) = \int_1^2 H \cdot dl = H \int_1^2 dl = H \cdot l$$

(5.5.4), анткени соленоиддин (1-2) бөлүгү lге барабар. Натыйжада Hтын циркуляциясы $\oint_l H_l dl = H \cdot l$ (5.5.5) болду. Экинчи жагынан Hтын циркуляциясы (5.5.1) боюнча $\sum_{j=1}^{n} I_j$ ге барабар. Бул жерде 5.5.1-сүрөттө көрүнгөндөй (1-2) чегинде $N = nIl$ электрдик агын (ток) күчү жайгашкан. Мында n– соленоиддин бирдик узундугуна туура келген оромдор саны; l– соленоиддин $\vec{H} = const$ учуруна туура келген узундугу. Натыйжада $H \cdot l = n \cdot I \cdot l$ же $H = n \cdot I$ (5.5.6). Ошентип чексиз узун соленоиддин ичиндеги бир тектүү магнит талаанын чыңалышы (H) анын бирдик узундугуна (n) туура келген агын (ток) күчүнө (I) барабар. Ошондуктан бул чыңалышты (H) соленоиддин бирдик узундугунун ампер-оромолору (nI) деп да коёт.

Эгерде магниттик индукция вектору менен анын чыңалыш векторунун байланышын $B = \mu_0 \mu H$ эске алсак, анда $B = \mu_0 \mu\, nI$ (5.5.7) болот. Бул туюнтма менен чексиз узун соленоиддин ичиндеги бир тектүү магниттик талаанын индукция вектору аныкталат.

Эгерде соленоиддин эки учун, 5.5.2-сүрөтүндөгүдөй кылып, бириктирсек магнит талаасы анын ичинде толугу менен жайланышып калат жана аны торроид дешет.



5.5.2-сүрөт. Тороид.

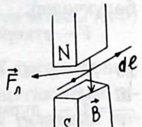
Жогоруда чексиз узун соленоиддин ичиндеги магниттик талаанын чыңалыш вектору дайыма бир тектүү болоору айтылды. Бир тектүү талаа үчүн анын чыңалыш ($\vec{H}$) же индукция ($\vec{B}$) вектору саны жана багыты боюнча өзгөрүүсүз калат. Бул талап соленоид үчүн аткарылды. Бирок, 5.5.2-сүрөттө көрүнгөндөй тороиддин ичиндеги магнит талаанын $\vec{H}$ жана $\vec{B}$ векторлору саны боюнча өзгөрбөйт, бирок багыты боюнча бул эки вектор тең тынымсыз өзгөрүп турат.

Эми тороиддин (оромолордун) ичиндеги радиусу r туюк чынжыр (контур) үчүн $\vec{H}$ векторунун циркуляциясы (туюктамасы) төмөнкүчө жазылат: $\oint_l H_l \cdot dl = Hl = H \cdot 2\pi r$ (5.5.8). Мында $l = 2\pi r$ – оромолорду камтыган туюк контурдун (r радиустуу чынжырдын) узундугу. Ушундай эле циркуляцияны $\left(\oint_l H_l \cdot dl\right)$ оромолордун борборлору аркылуу өткөн R радиустуу контур үчүн жазалы: $\oint_l H_l \cdot dl = \sum_{i=1}^{N} I_i = nI \cdot l = nI 2\pi R$ (5.5.9) (5.5.8) менен (5.5.9) дун сол жактары барабар болгондуктан $H \cdot 2\pi r = nI 2\pi R$ чыгат. Мындан $H = nI\dfrac{R}{r}$ (5.5.10) чыгат. Бул (5.5.10) тороиддин ичиндеги магниттик талаанын чыӊалышы, ал эми анын индукциясы $B = \mu_0 \mu nI \dfrac{R}{r}$ (5.5.11) болот.

Эгерде тороидин радиусу R оромолордун радиустарынан өтө чоӊ болсо, анда $R=r$ же $\dfrac{R}{r} = 1$ болуп калат. Бул учурда (5.5.10) $H=nI$ же $B = \mu_0 \mu nI$ түрүнө келет. Ошентип бул шартта тороид үчүн соленоиддин формулалары жарай берет. Практикада тороид өзүнүн ичиндеги магнит талаасын сактоочу идиш катары колдонулат.

§ 5.6. Ампер мыйзамы. Лоренц күчү

Электр агыны (тогу) бар өткөргүчкө тышкы магниттик талаа таасир этет, анткени агындын (токтун) айланасындагы магниттик талаа менен тышкы магнит талаа өз-ара аракетке келишет (5.6.1-сүрөт).

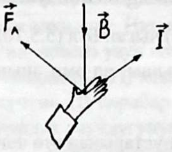


5.6.1-сүрөт. Лоренц күчү.

Электр агыны (тогу) бар өткөргүчкө сырткы магнит талаанын таасир эткен күчү *Ампер күчү* (F_A) деп аталат жана төмөнкү мыйзам менен аныкталат:

$dF_A = BIdl\ sin a$ (5.6.1), мында *B*– магнит индукциясы; *Idl*– агын (ток) элементи, *a*– магниттик талаанын (*B*) багыты менен агын (ток) багытынын ортосундагы бурч. Эгерде ал тик бурч ($a=90°$) болсо, анда $sin\ 90°=1$ болот дагы $dF_A = BIdl$ (5.6.2) алынат.

Ампер күчүнүн $\left(\vec{F}_A\right)$ багыты сол кол эрежеси менен аныкталат. Ал эреже төмөнкүдөй айтылат: эгерде сол колдун төрт манжасын агын (ток) багыты боюнча багыттасак, ал эми магниттик индукция алаканга тик багытталса, анда төрт манжага тик багытта ачылган баш бармактын багыты Ампер күчүнүн багытын көрсөтөт (5.6.2-сүрөт).



5.6.2-сүрөт. Лоренц күчүнүн багытын аныктоочу сол кол эрежеси.

Электр агыны (тогу) – бул дүрмөттөлгөн (заряддалган) бөлүкчөлөрдүн багытталган кыймылы болгондуктан тышкы магниттик талаа ар бир дүрмөттөлгөн бөлүкчөгө таасир этет. Ал таасир эткен күч *Лоренц күчү* деп аталат жана анын сындамасын (формуласын) чыгаруу үчүн Ампер мыйзамын колдонобуз: $dF_A = BIdl\, sin a$, мында dF_A чоңдугу тогу (агыны) *I* бар өткөргүчтүн *dl* бөлүгү аркылуу өтүп жаткан агындын (токтун) *I* чоңдугун анын аныктамасы менен туюнтсак $I = \frac{N \cdot Q}{t}$ болот. Мында *N* өткөргүчтөгү дүрмөттөлгөн бөлүкчөлөрдүн саны: $N = n \cdot V$. Бул жерде *n*– өткөргүчтүн бирдик көлөмүндөгү дүрмөттүү бөлүкчөлөр;

V– өткөргүчтүн элементинин көлөмү: $V = S \cdot dl$. Натыйжада $N = S \cdot dl \cdot n$ болот, анда $I = \frac{N \cdot Q}{t} = \frac{S \cdot dl \cdot n \cdot Q}{t}$ чыгат. Мында $\frac{dl}{t} = \upsilon$ – дүрмөттөлгөн бөлүкчөнүн ылдамдыгы. Ошентип агын (ток) күчү $I = Q \cdot \upsilon \cdot n \cdot S$ (5.6.3) болот. (5.6.3) тү (5.6.1)ге коюп $dF_A = Q\upsilon nS \cdot B \cdot dl \cdot \sin\alpha$ (5.6.4) алабыз. Мында *a*– тышкы магнит талаанын (*B*) багыты менен өткөргүчтүн элементи (*dl*) түзгөн бурч $(\vec{dl}^{\wedge}, \vec{B})$. Тышкы магнит талаа өткөргүчкө тик багытталгандыктан

α=90°, б.а. $\sin\alpha$=1. Анда $dF_A = Q\,\upsilon\, n\cdot S\, B\cdot dl$ (5.6.5) болот. Мында dF_A чоңдугу тогу (агыны) бар өткөргүчтүн dl элементине тышкы магнит талаанын (B) таасир эткен күчү. Бул күчтү (dF_A) дүрмөттөлгөн бөлүкчөлөрдүн жалпы санына ($N = S\cdot dl\cdot n$) бөлсөк, б.а. $\frac{dF_A}{N}$ катышты чыгарсак $\frac{dF_A}{N} = \frac{Q\upsilon nSBd\ell}{Sd\ell n} = Q\upsilon B$. Бул жерде $\frac{dF_A}{N}$ катышы өткөргүчтө кыймылдаган бир дүрмөткө тышкы магнит талаанын таасир эткен күчүн көрсөтөт, б.а. *Лоренц күчү* $F_л = Q\upsilon B$ (5.6.6) менен аныкталат. Эгерде a бурчу 90°ка барабар болбосо, анда *Лоренц күчү* $F_л = Q\upsilon\cdot B\sin\alpha$ (5.6.7) менен аныкталат. *Вектордук түрдө:* $\vec{F}_л = Q[\vec{\upsilon},\vec{B}]$ (5.6.8).

Лоренц күчүнүн багыты дагы сол кол эрежеси менен табылат. Агын (ток) багытынын (I) ордуна бөлүкчөнүн ылдамдыгынын (υ) багытын коюу керек (5.6.2-сүрөт).

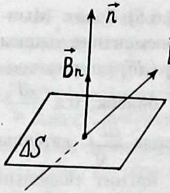
Ампер күчү $(\vec{F}_A)$ *Лоренц күчтөрүнүн кошундусуна барабар* $d\vec{F}_A = \sum_{i=1}^{N}\vec{F}_л$ (5.5.3), мында N– агынга (токко) катышкан дүрмөттүү бөлүкчөлөрдүн саны.

§ 5.7. Магниттик агым. Толук агындын (токтун) мыйзамы

Башка векторлор сыяктуу магниттик индукция вектору $(\vec{B})$ дагы агымга ээ. ΔS аянты менен магниттик индукция векторунун $(\vec{B})$ ушул аянтка тургузулган тиктикке (нормалга, $\vec{n}$) түшүрүлгөн проекциясынын B_n көбөйтүндүсүн *магниттик индукция* векторунун агымы ($\Delta\Phi$) дейт. (5.7.1-сүрөт): $\Delta\Phi = B_n\cdot\Delta S = B\cdot\Delta S\cdot\cos\alpha$ (5.7.1).

Эгерде магниттик талаа бир тектүү болсо жана S аянты жалпак (5.7.1-сүрөт) болсо, анда ал аянт аркылуу өткөн магниттик агым төмөнкүгө барабар: $\Phi = B\cdot S\cdot\cos\alpha$ (5.7.2). Магниттик талаанын индукция вектор агымынын бирдиги (Вебер, Вб) төмөнкүчө аныкталат:

$$[\Phi]=[B]\cdot[S]=1Тл\cdot 1м^2 = 1\frac{Н}{А\cdot м}\cdot 1м^2 = 1\frac{Н\cdot м}{А} = 1Вебер = 1Вб\,.$$



5.7.1-сүрөт. ΔS бетке тургузулган тиктик (нормаль, $\vec{n}$). B_n– магнит индукциянын нормальга (тиктикке, n) түшүрүлгөн проекциясы (көлөкөсү).

Ошентип 1м^2 аянт аркылуу өткөн 1*Тл* магниттик индукция 1 Веберге (1*Вб*) барабар.

Магниттик индукция векторунун агымын жалпылап төмөнкүчө жазууга болот: $\Phi_B = \int\limits_S B_n \cdot dS$ (5.7.3). Мында *dS*– элементардык бет. Эгерде бет (*S*) туюк болсо, анда ал туюк бет аркылуу өткөн магнит талаасынын агымы (Φ_B) нөлгө барабар болот, анткени магниттик күч сызыктар дайыма туюк болот. Туюк бетке кирген магнит күч сызыгы кайра ал беттен чыгышы керек. Эгерде бетке кирген агымды оң белги менен алсак $(+)$, беттен чыкканы терс $(-)$ болот да кошундусу нөл болот $\oint\limits_S B_n \cdot dS = 0$ (5.7.4).

Эгерде туюк бетти чексиз кичирейте берсек чачыроо (дивергенция) келип чыгат $di\upsilon\vec{B} = 0$ (5.7.5). Магнит талаанын чачыроосу (дивергенциясы) нөлгө барабар болсо, анда анын булагы жок болот, б.а. магниттик дүрмөт (заряд) жок дегенди билдирет. Демек табиятта магниттик дүрмөт жок. Ал эми электр дүрмөтү (заряды) бар. Ошол эле электр дүрмөтү кыймылга келгенде магнит талаасын пайда кылат. Андыктан жаратылыштан магниттик дүрмөттү издөөнүн зарылдыгы жок.

Эгерде магниттик талаанын сызыктуу айланмасын (циркуляциясын) тапсак, төмөнкүдөй формула (сындама) алына тургандыгы далилденет:

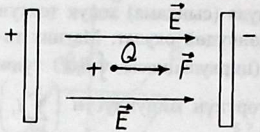
$\oint\limits_l B_l dl = \mu\mu_0 \cdot \sum\limits_{i=1}^{n} I_i$ (5.7.6), мында B_l– магнит индукциясынын l сызыгына түшүрүлгөн проекциясы; $\sum\limits_{i=1}^{n} I_i$ – айланасында магниттик талааны пайда кылып жаткан электр токторунун (агындарынын) күчү. Ал токтор (агындар) туюк сызыктын курчоосунда (ичинде

$\oint B_1 dl$) жайланышкан. Бул (5.7.6) формула (сындама) толук токтун (агындын) мыйзамы деп аталат да төмөнкүдөй окулат: Магнит талаанын индукциясынын (B) айланмасы (циркуляциясы, $\oint B_1 dl$) туюк сызык курчоого алган ток (агын) күчтөрүнүн кошундусун $\left(\sum_{i=1}^{n} I_i\right)$ ($\mu \cdot \mu_0$) чоңдугуна көбөйткөнгө барабар. Демек магнит талаасы дармандык (потенциалдык) талаалардын катарына кирбейт. Анткени потенциалдык талаалардын айланмасы (циркуляциясы) нөлгө барабар. Мисалы, бизге белгилүү болгондой, электростатикалык талаанын айланмасы (циркуляциясы) нөлгө барабар $\left(\oint_l D_l \cdot dl = 0\right)$ жана ал дармандык (потенциалдык) талаалардын катарына кирет. Эгерде айланма сызыкты (циркуляция сызыгын) чексиз кичирейтип отурсак куюн (ротор $rot\vec{B}$) келип чыгат жана ал төмөнкүчө жазылат: $rot\,\vec{B} = \mu\mu_0\vec{j}$ (5.7.7), мында $\vec{j}$ – агындын (токтун) тыгыздыгынын вектору. Ал эми электростатикалык талаанын куюну нөлгө барабар: $rot\,\vec{E} = 0$ (5.7.8).

Ошентип электростатикалык талаа менен магниттик талаанын чоң айырмачылыктары бар. Электростатикалык талаанын күч сызыктары оң дүрмөттөн чыгат жана терс дүрмөткө кирет же чексизге кетет. Анын башталышы жана аякталышы бар. Жаратылышта электр дүрмөттөрү бар. Ал эми магниттик талаанын күч сызыктары туюк болот. Ошондуктан алардын магнит талаасын соленоидалдык же куюндук талаа деп атап коюшат.

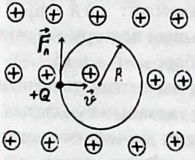
§ 5.8. Дүрмөттөлгөн (заряддалган) бөлүкчөнүн электр жана магнит талаалардагы кыймылы

Дүрмөттөлгөн бөлүкчө электр талаасында Кулон күчүнүн таасири менен түз сызык боюнча кыймылдайт, б.а. талаанын чыңалышынын $\left(\vec{E}\right)$ багыты боюнча кыймылдайт: $\vec{F} = Q \cdot \vec{E}$ (5.8.1) (5.8.1-сүрөт), мында $\vec{F}$ – кулон күчү; Q– дүрмөт; $\vec{E}$ – электр талаанын чыңалышы. Ал эми магнит талаасы дүрмөттөлгөн бөлүкчөгө Лоренц күчү менен таасир этет: $\vec{F}_л = Q\vec{\upsilon}\,\mathrm{B}\sin\alpha$ (5.8.2), мында Q– дүрмөт; $\vec{\upsilon}$ – бөлүкчөнүн ылдамдык вектору; $\vec{B}$ – магниттик талаанын индукция вектору (багыттамасы); a– магнит талаа $\left(\vec{B}\right)$ менен бөлүкчөнүн ылдамдык $\left(\vec{\upsilon}\right)$ багыттарынын ортосундагы бурч $\left(\vec{\upsilon}^\wedge, \vec{B}\right)$.



5.8.1-сүрөт. Дүрмөттөлгөн бөлүкчө (Q) бир тектүү электр талаада Кулон күчүнүн таасири менен түз сызык боюнча кыймылдайт.

Эгерде оң дүрмөттүү бөлүкчө ($+Q$) магнит талаасына $\left(\vec{B}\right)$ тик багытта $\left(\vec{\upsilon} \perp \vec{B}\right)$ кирсе, ал Лоренц күчүнүн $\left(\vec{F}_л\right)$ таасири менен айлана боюнча кыймылдайт (5.8.2-сүрөт). "⊕" белгилери магнит талаанын $\left(\vec{B}\right)$ кагаздын ары жагына багытталганын көрсөтөт. Ал эми "$+Q$" чоңдугунун оң белгиси электр дүрмөтүн мүнөздөйт.



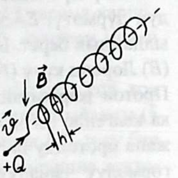
5.8.2-сүрөт. Оң белгидеги (+Q) дүрмөт тышкы магнит талаага тик багытталса, анда ал айлана боюнча кыймылдайт.

Эгерде магнит талаасы кагаз бетине тик бизден кагаз артын көздөй багытталса "⊕" белгиси менен сүрөттөлөт (5.8.2-сүрөт).

Айлананын радиусу (R), туруктуу магнит талаасында $\left(\vec{B} = \vec{c}onst\right)$, бөлүкчөнүн ылдамдыгына $\left(\vec{\upsilon}\right)$ түз пропорциялаш болот: $R = \dfrac{m}{Q} \cdot \dfrac{\upsilon}{B}$ (5.8.3), мында m– бөлүкчөнүн массасы; Q– анын дүрмөтү; υ – ылдамдыгы; B– магниттик талаанын индукция вектору (багыттамасы).

Ал эми заряддалган бөлүкчөнүн айлануу мезгили (T) ылдамдыктан (υ) көз каранды эмес: $T = 2\pi \cdot \dfrac{m}{Q} \cdot \dfrac{1}{B}$ (5.8.4). Мындай, айлануу мезгилинин (T) ылдамдыктан (υ) көз каранды эместиги *изохронность* деп аталат, б.а. бирдей жыштыктык, анткени айлануу жыштыгы $\left(\nu_1 = \nu_2\right)$ бирдей болсо, айлануу мезгили $\left(T_1 = T_2\right)$ да бирдей болот: $\nu = \dfrac{1}{T}$ (5.8.5).

Эгерде бөлүкчө (Q) магнит талаасына $\left(\vec{B}\right)$ тик кирбей, белгилүү бурч $\left(\alpha = \vec{\upsilon}\,\hat{}\,\vec{B} \neq 90^0\right)$ менен кирсе, анда ал спирал түрүндө кыймылдайт

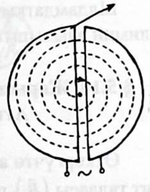


5.8.3-сүрөт. Дүрмөттөлгөн бөлүкчөнүн тышкы магнит талаада спираль боюнча кыймылдашы.

(5.8.3-сүрөт). Ылдамдыктын тик түзүүчүсү $\left(\vec{\upsilon}_{\perp}\right)$ бөлүкчөнү айлана боюнча кыймылдатса, ал эми жарыш түзүүчүсү $\left(\vec{\upsilon}_{11}\right)$ сызык (спиралдын огу) боюнча (жүткүнүп) кыймылдатат. Бул спиралдын кадамы $\left(h, øàãû\right)$ төмөнкүдөй аныкталат: $h = 2\pi \dfrac{m}{Q}\dfrac{\upsilon}{B}\cos\alpha$ (5.8.6).

§ 5.9. Циклотрон. Элементардык бөлүкчөлөрдү ылдамдаткычтар

Магнит талаасына $\left(\vec{B}\right)$ тик кирген $\left(\vec{\upsilon}_{\perp}\right)$ дүрмөттүү бөлүкчө (+Q) айлана боюнча кыймылдайт, анын айлануу жыштыгы (ν) же мезгили (T) бөлүкчөнүн ылдамдыгына $\left(\vec{\upsilon}\right)$ көз каранды болбой турган касиети, бул бөлүкчөлөрдү ылдамдатууда колдонулат. Мисалы, протон (ρ) оң дүрмөткө ээ жана циклотрондо ылдамдатылып чоң энергияга ээ болот. Циклотрон эки дуанттан турат (5.9.1-сүрөт).



5.9.1-сүрөт. Циклотрон.

Дуанттар бош жалпак цилиндрди диаметри боюнча экиге бөлүп койгон сыяктуу болот. Ал дуанттарга өзгөрмөлүү (~) чыңалуу берилет. Оң дүрмөттүү элементардык бөлүкчө, мисалы протон (p)

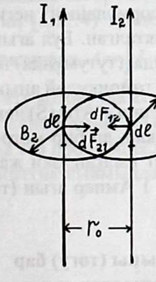
дуанттын көңдөйүнө киргизилсе ага төмөнкүдөй эки күч таасир этет. Биринчиден, эки дуанттын ортосундагы жылчыкта электр талаасы төмөнкү күч менен таасир этет: $\vec{F} = e\vec{E}$ (5.9.1), мында e– протондун дүрмөтү; E– электр талаанын чыңалышы. Бул күч (F) протонго ылдамдык берет. Ылдамдык алган протонго сырткы магнит талаасы (B) Лоренц күчү ($F_л$) менен таасир этип айлана боюнча кыймылдатат. Протон жарым айлананы өтүп дуанттардын ортосундагы жылчыкка келгенде өзгөрмөлүү чыңалуу багытын тескери багытка өзгөртөт жана протонду дагы алга түртүп ылдамдыгын чоңойтот, анткени өзгөрмөлүү чыңалуунун өзгөрүү мезгили менен протондун айлануу мезгили бирдей кылып алынган болот. Ошентип ар бир айланган сайын 2 жолу дуанттардын ортосунан протон өткөндө анын ылдамдыгы улам көбөйүп турат. Ылдамдык көбөйгөн сайын айлануунун радиусу чоңойуп олтурат, анткени айлананын радиусу ылдамдыкка түз пропорциалаш (5.8.3). Ошентип протон эң чоң айлана менен кыймылдаганда эң чоң ылдамдыкка ээ болот да циклотрондон учуп чыгат жана чоң энергияга ээ болот. Бирок циклотрон, протонду белгилүү чондуктагы энергияга чейин гана ылдамдата алат. Анткени ылдамдыгы өтө чоң болгондо протондун массасы салыштырмалык назарият (теория) боюнча өсө баштайт да протондун айлануу мезгили менен сырттан берилген электр чыңалуунун өзгөрүү мезгили дал келбей калат. Бул учурда сырткы чыңалуунун мезгилин да тынымсыз өзгөртүп туруу керек. Андай *ылдамдаткыч синхрофазотрон* деп аталат. Ал циклотронго караганда чоң энергияга ээ болгон протондорду же башка оң дүрмөттүү бөлүкчөлөрдү ылдамдатат.

Ылдамдаткычтар илимий иштерде чоң мааниге ээ, анткени көп илимий ачылыштар ошол ылдамдаткычтар менен ишке ашат.

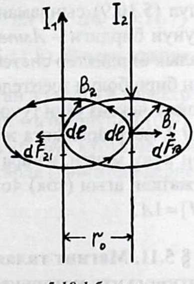
§ 5.10. Жарыш агындардын (токтордун) аракеттешүү күчү. Агын (ток) күчүнүн бирдиги – Ампер

Өткөргүчтө агын (ток, I_1) өтүп жатканда анын айланасында магнит талаасы $\left(\vec{B}_1\right)$ пайда болот. Анын жанына аган жарыш агыны (тогу, I_2) бар өткөргүчтү койсок, бул өткөргүчкө Ампер күчү (F_1) таасир этет. Ошол эле учурда экинчи өткөргүчтүн магнит талаасы (B_2) биринчи өткөргүчкө дагы Ампер күчү (F_2) менен таасир кылат. Ошентип, эки агыны (тогу) бар өткөргүчтөр жарыш жайланышса өз ара аракет кылышат. Агындары (токтору I_1 жана I_2) бир жакты көздөй багытталганда эки өткөргүч бири-бирине F_{21} жана F_{12} күчтөрү менен тартылышса (5.10.1а-сүрөт), агындары (токтору I_1 жана I_2) карама-каршы багытталган өткөргүчтөр бири-биринен F_{12} жана F_{21} күчтөрү менен түртүлүшөт (5.10.1б-сүрөт).

Ушул 5.10.1а,б–сүрөттөгү F_{12}, F_{21} күчтөрдүн багыты сол кол эрежеси менен аныкталат. Бул күчтөрдү (F_{12}, F_{21}) Ампер мыйзамы (§ 5.6) менен $dF_A = B \cdot I \cdot dl \sin\alpha$ (5.10.1) туюнталы. Мында Idl– тогу бар өткөргүчтүн элементи; B– тышкы магнит талаанын индукция вектору; α–B менен dl түзгөн бурч. Бул жерде $B \perp d\ell$ болгондуктан α=90°, демек $\sin\alpha = \sin 90^9 = 1$. Натыйжада Ампер күчү $dF_A = BIdl$ (5.10.2) менен туюнтулат. Анда биринчи өткөргүчтүн магнит талаасынын (B_1) экинчи тогу (I_2) бар өткөргүчтүн элементине (dl) таасир эткен күчү (dF_{12}) $dF_{12} = B_1 I_2 dl$ (5.3.10) болот. Ал эми экинчи өткөргүчтүн магнит талаасынын (B_2) биринчи тогу (I_1) бар өткөргүчтүн элементине (dl) таасир эткен күчү (dF_{21}) $dF_{21} = B_2 I_1 dl$ (5.10.4) болот. Бул тогу бар эки өткөргүч тең түз сызыктуу сынга ээ болгондуктан (5.3.12) формула боюнча $B_1 = \dfrac{\mu_0 \mu I_1}{2\pi r_0}$ (5.10.5) жана $B_2 = \dfrac{\mu_0 \mu I_2}{2\pi r_0}$ (5.10.6) болот.



5.10.1 а-сүрөт



5.10.1 б-сүрөт

а) – багыттары бирдей жана жарыш эки агын (ток) өз ара тартылышат;
б) – карама-каршы багытталышкан жарыш эки агын (ток) – түртүшөт.

Мында, 5.10.1а,б-сүрөттөрдөн көрүнгөндөй r_0 чоңдугу ушул эки жарыш түз токтордун (I_1 жана I_2) ортосундагы аралыгы. (5.10.5)ти (5.10.3) кө, ал эми (5.10.6)ны (5.10.4)кө коюп төмөнкүлөрдү алабыз: $dF_{12} = \dfrac{\mu_0 \mu I_1}{2\pi r_0} \cdot I_2 dl$ (5.10.7) жана $dF_{21} = \dfrac{\mu_0 \mu I_2}{2\pi r_0} \cdot I_1 dl$ (5.10.8) эки учурда (бирдей жана карама-каршы багытта) тең бул эки күч, чоңдугу боюнча ($dF_{12} = dF_{21}$) барабар, ал эми багыттары боюнча карама-каршы болот (5.10.1а-сүрөт). Ошентип жарыш токтордун (агындардын) өз ара аракеттешүү күчү төмөнкү сындама (формула) менен аныкталат:

$dF_{12} = \dfrac{\mu_0 \mu}{2\pi} \cdot \dfrac{I_1 \cdot I_2}{r_0} dl$ (5.10.9), мында dl– өткөргүчтүн элементардык узундугу; I_1 жана I_2 – өткөргүчтөрдөгү агындардын (токтордун) чоңдуктары; r_0– өткөргүчтөрдүн ортосундагы аралык.

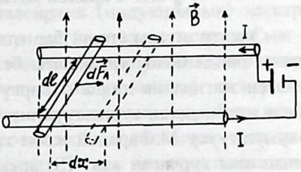
Эл аралык бирдиктер системасы (СИ) боюнча бирдик аралыкта (r_0=1$м$) жаткан бирдей эки жарыш электрдик агындын (токтун) бирдик узундуктарына ($d\ell = 1м$) өз ара таасир эткен ($dF_{12} = dF_{21}$) күчтөрүн (5.10.9) боюнча аныктайлы: $I_1=I_2=1A$; $r_0=1м$; $d\ell=1м$; $\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \dfrac{H}{A^2}$; боштукта (абада) магниттик өтүмдүүлүк (μ) бирге барабар: $\mu = 1$. Натыйжада $dF = \dfrac{4\pi \cdot 10^{-7} H \cdot 1 \cdot 1A^2 \cdot 1м}{2 \cdot \pi \cdot A^2 1м} = 2 \cdot 10^{-7} H$.

Ошентип ушул (5.10.9) сындаманын (формуланын) негизинде агын (ток) чоңдугунун бирдиги – *Ампер* аныкталган. Бул агын бирдиги – Ампер эл аралык бирдиктер системасында (тутумунда) негизги жети бирдиктердин бири болуп эсептелет. Ал төмөнкүдөй аныкталат: боштукта жайгашкан чексиз узун туура кесилиш аянты (S) чексиз кичине, бири-биринен 1 метр аралыкта жайгашкан, ар бир метр узундугуна $2 \cdot 10^{-7}$ Ньютон күчү менен, өз-ара аракет кылган, эки жарыш өткөргүчтөн өтүп жаткан агын (ток) чоңдугу 1 Ампер агын (ток) чоңдугу деп аталат: $[I] = 1A$.

§ 5.11. Магнит талаада агыны (тогу) бар өткөргүчтү котоорууда аткарылган жумуш

5.11.1-сүрөттө көрсөтүлгөндөй тышкы магниттик талаа ($\vec{B}$) төмөндөн жогору карай агыны (тогу, I) бар өткөргүчкө (dl) тик багытталды, б.а. $\alpha = d\vec{l}\,^\wedge \cdot \vec{B} = 90^0$. Анда бул тогу бар өткөргүчкө

$dF_A = I \cdot dl \cdot B \sin\alpha$ (5.11.1) Ампер күчү $(d\vec{F}_A)$ аны оңго түртүп dx аралыгына которот. Тышкы магнит талаанын индукция вектору $(\vec{B})$ туруктуу чоңдук $(\vec{B} = const)$ болгондуктан, Ампер күчү $(d\vec{F}_A)$ тогу (агыны) бар өткөргүчтү магнит талаасында которгондо аткарылган жумуш $dA = dF_A \cdot dx$ (5.11.2) болот. (5.11.1) ди (5.11.2)ге коюп $dA = I \cdot dl \cdot B \cdot \sin\alpha \cdot dx$ алабыз. Мында $\sin\alpha = \sin(d\bar{l} \cdot\hat{}\ \vec{B}) = \sin 90^0 = 1$. Натыйжада $dA = I \cdot B \cdot dl \cdot dx$ (5.11.4) болот.



5.11.1-сүрөт. Тышкы магнит талаада тогу (агыны, I) бар өткөргүч кыймылга келет.

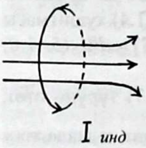
Бул жерде 5.11.1-сүрөттөн көрүнгөндөй тогу (агыны) бар dl узундуктагы өткөргүч тышкы магниттик талаада оңго dx аралыгына жылып, $dl \cdot dx = dS$ аянтын басып өтөт. Анда (5.11.4) туюнтмасы $dA = I \cdot (B \cdot dS)$ (5.11.5) түрүнө келет. Мында $(B \cdot dS) = d\Phi$ (5.11.6) магнит агымынын өзгөрүшүн көрсөтөт.

Ошентип (5.11.4) туюнтмасы $dA = I \cdot d\Phi$ (5.11.7) түрүнө өтөт, муну интегралдасак $A = \int_{\Phi} I \cdot d\Phi$ (5.11.8). Демек магнит талаада тогу бар өткөргүчтү которууда аткарылган жумуш (A) электр тогунун чоңдугунан (I) жана магнит агымынын өзгөрүшүнөн (dΦ) көз каранды, так айтканда түз пропорциялаш болот. Бул кубулуш (закон) көптөгөн электромагниттик кыймылдаткычтарда (двигательдерде) кеңири колдонулат.

VI бап. ЭЛЕКТРОМАГНИТТИК ИНДУКЦИЯ (ТААСИРЛӨӨ) КУБУЛУШУ

§ 6.1. Фарадей мыйзамы. Ленц эрежеси

Электр агыны (тогу) бар өткөргүчтүн айланасында магнит талаасы пайда боло тургандыгы белгилүү. Тескерисинче, сырттан берилген магниттик талаа өткөргүчтө электр тогун (агынын) пайда кыла алабы деген суроо туулган. Бул суроого 1831 жылы англиянын окумуштуусу М.Фарадей жооп тапкан. Ал туюк зымды (контурду) алып аны курчаган аянт (S) аркылуу өзгөрмөлүү магнит талаанын агымын өткөргөндө, туюк зымда электр агыны (тогу) пайда болот (6.1.1-сүрөт).



6.1.1-сүрөт. Фарадей мыйзамын айкындоочу тажрыйба.

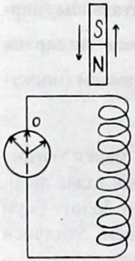
Андай агынды (токту) *индукциялык агын (ток)* деп атап коюшкан. "Индукция"– орусча "наведенный", кыргызча – "таасирленүү". Таасирленүүдөн (индукциядан) пайда болгон электр агыны (тогу) өткөргүчтүн ичинде электр кыймылдаткыч күчү (ЭКК) пайда болгондой сыяктанат. Ал ЭКК дагы таасирленген (индуктивдүү) ЭКК деп аталат жана *Фарадей мыйзамын* туюнтат. Ал мыйзамдын формуласы төмөнкүдөй жазылат: $\xi_{инд} = \dfrac{d\Phi}{dt}$ (6.1.1), мында $d\Phi$– магнит талаа агымынын өзгөрүшү. *Фарадей мыйзамы* төмөнкүдөй окулат: таасирдик (индукциялык) ЭКК $(\xi_{инд})$ туюк зым чектелген аянттан өткөн магнит талаанын агымынын убакытт боюнча өзгөрүшүнө $\left(\dfrac{d\Phi}{dt}\right)$ барабар, б.а. магнит агымынын убакыт боюнча биринчи туундусуна барабар. Таасирдик (индукциялык) электр агынын (тогунун, $I_{инд}$) чоңдугу төмөнкүдөй табылат:

$I_{инд} = \frac{\xi_{инд}}{R} = -\frac{d\Phi}{Rdt}$ (6.1.2), мында R– туюк зымдын электрдик каршылыгы. Бул жогорку формулалардагы "–" белгиси *Ленц эрежесин* туюнтат. Ал төмөнкүдөй окулат: Таасирлик (индукциялык) электр агыны (тогу) дайыма өзүн пайда кылуучу себепке каршы болгондой багытка ээ болот. Мисалы, сырткы магнит агымы чоңойуп жатса анын кичирейишине аракет кылат, б.а. таасирлик (индукциялык) электр агындын (токтун) багыты анын өзүнүн магнит талаасы сырткы магнит талаага каршы багытталат. Бул таасирлик (индукциялык) электр агыны өткөргүчтүн ичинде таасирлик (индукциялык) электрдик чыңалыштын негизинде пайда болот. Ал таасирлик (индукциялык) электр талаанын чыңалышы электростатикалык талаанын чыңалышынан түп тамырынан бери айырмаланат. Эгерде электростатикалык талаанын чыңалышынын $(\vec{E})$ күч сызыктары оң дүрмөттөн (заряддан) чыгып чексизге кетет же терс дүрмөткө кирет. Бул электростатикалык талаа дармандык (потенциалдык) талаа болуп эсептелет. Ал эми таасирлик (индукциялык) электр талаанын чыңалышынын күч сызыктары туюк жана магнит талаанын күч сызыктарына окшош болот. Андыктан таасирлик (индукциялык) электр талаасы "куюндуу" талаа болот. Эгерде электростатикалык талаанын туюкталышы (циркуляциясы) нөлгө барабар болсо $\oint_l E_l dl = 0$ (6.1.3), ал эми таасирлик (индукциялык) электр талаанын чыңалышынын туюктамасы (циркуляциясы) нөлгө барабар болбойт: $\oint_l E_l dl = -\frac{d\Phi}{dt}$ (6.1.4).

Ошентип, таасирлик (индукциялык) электр талаа менен магнит талаанын касиеттери окшош, ал эми электростатикалык талаа аларга окшобойт. Ошондуктан электрдик талаа эки түрдө болот: бири – электростатикалык талаа – дармандык электр талаасы, экинчиси – таасирлик электр талаасы (мындан ары жөн эле электр талаасы) – куюндуу электр талаа болуп эсептелет.

Натыйжада таасирлик (индукциялык) ЭККүн алуунун негизги эки жолу пайда болду. Анткени, таасирлик (индукциялык) ЭККчүн алыш үчүн өткөргүчтү кесип (каптап) жаткан магнит талаанын агымынын (Ф) убакыт (t) боюнча өзгөрүүсү $\left(\frac{d\Phi}{dt}\right)$ зарыл, б.а. $\frac{d\Phi}{dt} \neq 0$. Мында Ф чоңдугу эки чоңдуктардын (В жана S) көбөйтүндүсүнө барабар, б.а. $\Phi = B \cdot S$ (6.1.5). Бул жерде индукция векторун ΔВга өзгөртүп, же туюк өткөргүч курчаган аянтты ΔSке өзгөртүп магниттик индукция векторунун агымын ΔФке өзгөртүүгө болот, б.а. $\Delta\Phi = \Delta B \cdot S$ (6.1.6) же $\Delta\Phi = B \cdot \Delta S$ (6.1.7).

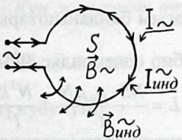
Жалпылап айтканда таасирлик (индукциялык) ЭККчүн ($\xi_{инд}$) алуу үчүн өткөргүчтү өзгөрмөлүү магнит агымы $\left(\frac{d\Phi}{dt}\right)$ менен кесип туруу зарыл. Тажрыйбада бул шартты ишке ашыруунун көптөгөн ыкмалары колдонулат. Эгерде өткөргүч туюкталса, анда анын ичинде таасирлик (индукциялык) электр тогу пайда болот. Гальванометрге кошулган катушкага (оромго) магнитти киргизгенде – гальванометрдин тик турган жебеси (стрелкасы) оңго кыйшаят (6.1.2-сүрөт). Кыймыл токтогондо жебе (стрелка) тик өйдө багытталган абалына келет, б.а. стрелка кайра нөлгө жылат. Магнитти катушкадан суурап алганда жебе солго кыйшаят. Өтө кылдаттык менен жүргүзүлгөн өлчөөлөр көрсөткөндөй, *Ленцтин эрежеси боюнча жакындап келаткан магнитти катушка түртөт, ал эми алыстап бараткан магнитти катушка өзүнө тартат.*



6.1.2-сүрөт. Кыймылдаган туруктуу магнит туюк чынжырда индукциялык токту пайда кылат.

§ 6.2. Өздүк таасирленүү (самоиндукция) кубулушу. Таасирлениш (индуктивдүүлүк)

Эгерде туюк чынжыр аркылуу өзгөрмөлүү электр агынын (тогун, $I\sim$) жиберсек (6.2.1-сүрөт), анда анын айланасында өзгөрмөлүү магнит талаа ($\vec{B}\sim$) пайда болот жана ал чынжыр курчаган аянтты (S) кесип өтүп, бул чынжырдын өзүндө таасирлик (индукциялык) өзгөрмө электр агынын (тогун, $I_{инд}\sim$) пайда кылат.



6.2.1-сүрөт. Туюк чынжырда өзгөрмө ток (I~) өздүк индукцияны (таасирленүүнү) пайда кылат.

Мында тышкы магниттик талаа колдонулбайт, андыктан бул кубулуш *өздүк индукция (өздүк таасирленүү)* деп аталат. Анткени бул жерде электр чынжырдын өзүндөгү өзгөрмөлүү ток, өзгөрмө магниттик талааны ($\vec{B}\sim$) пайда кылат, дагы ушул магниттик талаанын таасири менен чынжырдын өзүндө индукциялык өзгөрмө агынды (токту, $I_{инд}\sim$) пайда кылат.

Магнит талаанын агымы Ф, аны пайда кылган электр агындын (токтун) чоңдугуна I түз пропорциялаш, ошондой эле чынжырдын (контурдун) өлчөмүнөн, сынынан (формасынан) жана чөйрөнүн магниттик касиеттеринен көз каранды, б.а. $\Phi = L \cdot I$ (6.2.1) болот. Мында I– агындын (токтун) чоңдугу; *L– зымдын таасирлениши (индуктивдүүлүгү), чынжырдын (контурдун, зымдын) өлчөмүнөн, сынынан жана чөйрөнүн магниттик касиеттеринен көз каранды. Бул жаңы белги (L), ар бир өткөргүчтү мүнөздөөчү чоңдук.* Электро – жана радиотехникада өткөргүчтөрдүн негизги магниттик мүнөздөмөсү болгон анын *таасирленүү коэффициенти (индуктивдүүлүгү, L)* инженердик эсептөөлөрдө, долбоорлордо айрыкча соленоидди (түз катушканы) жана тороидди (туюк катушканы) жасоодо кеңири колдонулат. Мисал катарында соленоиддин индуктивдүүлүгүн (таасирленишин L) аныктоочу формуланы чыгаралы. Жогоруда, (6.2.1) формулада (Ф=LI) көрсөтүлгөн магниттик индукция (таасирленүү) векторунун $\left(\vec{B}\right)$ агымы

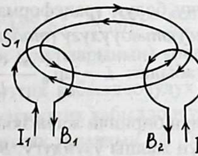
$(\Phi = B \cdot S)$ тогу (агыны, I) бар жалгыз бир оромо үчүн жазылган. Ал эми N оромодон турган соленоид үчүн магниттик толук агым (соленоиддин баардык оромолору менен байланышкан) *агым байланыштары (потокосцепления)* деп аталат. Бул агым байланыштарын Ψ (пси) менен белгилесек, анда соленоид үчүн $\Psi = N\Phi = NBS$ (6.2.3) же $\Psi = N\Phi = NLI$ (6.2.4) болот. Жогоруда айтылгандай соленоиддин магниттик индукциясы $B = \dfrac{\mu_0 \mu NI}{l}$ (6.2.5) болот. Анда соленоиддин агым байланыштары $\Psi = \dfrac{NS \cdot \mu_0 \mu NI}{l}$ (6.2.5) болот. Эгерде бүтүндөй бир соленоидке $\Psi = LI$ (6.2.6) жазсак, анда (6.2.5) менен (6.2.6) дан $L = \dfrac{NS \cdot \mu_0 \mu N}{l} = \dfrac{N^2 lS}{l^2} \mu_0 \mu = n^2 V \mu_0 \mu$. Ошентип соленоиддин индуктивдүүлүгү (таасирлениши) $L = n^2 \mu_0 \mu V$ (6.2.7) болот (§ 6.1).

Эгерде чынжырдын (контурдун) индуктивдүүлүгү (таасирлениши) L туруктуу болсо, анда магниттик агымды (Ф) dФге өзгөртүш үчүн контур аркылуу өтүүчү агынды (токту) dIге өзгөртүү жетиштүү, б.а. (6.2.1)нин негизинде $d\Phi = L \cdot dI$ (6.1.2) болот. Өздүк индуктивдүүлүк (таасирлениш) дагы Фарадей мыйзамына $\xi = -\dfrac{d\Phi}{dt}$ (6.2.3) баш ийет, анда өздүк ЭКК ($\xi_{өз}$)нүн формуласы төмөнкү түргө келет: $\xi_{өз} = -\dfrac{d\Phi}{dt} = -L\dfrac{dI}{dt}$ (6.2.8), мында L– таасирлениш (индуктивтүүлүк) коэфициенти; $\dfrac{dI}{dt}$ – электр токтун (агындын) убакыт боюнча өзгөрүү ылдамдыгы. Демек электр тогу (агыны) канчалык тез өзгөрсө $\left(\dfrac{dI}{dt}\right)$, өздүк индукциянын (таасирлеништин) электр кыймылдаткыч күчү (ЭКК, $\xi_{өз}$) ошончо чоң болот. Андыктан жогорку жыштыктагы (ЖЖ) электр тогу (агыны) өткөн өткөргүчтө өздүк ЭКК чоң болот жана чоң индукциялык ток (таасирленүү агыны) пайда болот. Электр тогун (агынын) чынжырга туташтырганда жана ажыратканда токтун (агындын) чоңдугу өсөт же азаят, андыктан өздүк индукция (таасирленүү) пайда болот. *Өздүк индукцияда (таасирленүүдө) пайда болгон электр тогу (агыны) зымда өтүп жаткан электр тогуна (агынына) карама-каршы багытталат жана төмөнкү формула менен аныктalat: ажыратканда* $I = I_0\left(1 - e^{-\frac{Rt}{L}}\right)$ (6.2.9); *туташтырганда* $I = I_0 e^{-\frac{Rt}{L}}$

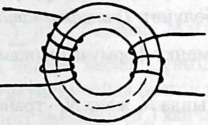
(6.2.10). Буларда R– чынжырдын электрдик каршылыгы; L– анын индуктивдүүлүгү (таасирлениши); I– өтүп жаткан электр тогунун (агынынын) чоңдугу; I_0– токтун эң чоң (амплитудалык) мааниси. Чынжырдын (контурдун, зымдын) индуктивдүүлүгүнүн (таасирленишинин) бирдиги (6.2.4) боюнча төмөнкүчө аныкталат: $\xi_{өз} = -L\frac{dI}{dt}$, мындан $L = -\frac{\xi_{өз}}{\frac{dI}{dt}}$ чыгат. Анда $[L] = 1\frac{B \cdot c}{A} = 1Гн$ болот. Демек, *1Гн (Генри) – бул агын (ток) күчүн* $1\frac{A}{c}$ *ка өзгөрткөндө 1В ЭККүн жараткан өткөргүчтүн таасирлениши (индуктивдүүлүгү) болот.*

§ 6.3. Өз-ара индукция (таасирлениш) кубулушу. Трансформатор

Эгерде эки туюк зым аркылуу ар биринде өзгөрмөлүү электр агыны (тогу, I_1~, I_2~) өтүп жатса, анда ар биринин өзгөрмөлүү магнит талаасы ($\vec{B}_1$~) экинчинин аянтын (S) кесип өтүп, ал экинчи туюк зымда индукциялык (таасирленүү) электр агынын (тогун, $I_{инд2}$~) пайда кылат. Ал эми экинчи туюк зымдагы өзгөрмөлүү электр агыны (тогу, I_2~) биринчи туюк зымда индукцияланган (таасирленген) электр агынын (тогун $I_{инд1}$~) пайда кылат (6.3.1-сүрөт).



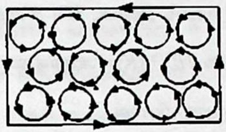
6.3.1 – сүрөт. Өз ара индукция кубулушун алуу.



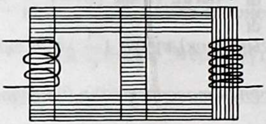
6.3.2 – сүрөт. Тегерек өзөктүү трансформатор.

Мындай кубулуш *өз ара индукцияланууу (таасирленүү) кубулушу* деп аталат. Бул кубулуш электр трансформаторлорун жасоодо колдонулат. Бул трансформатордо бир туюк зымдын ордуна көп туюк зым алынат, б.а. 2 катушка алынат жана алар бир жалпы өзөккө (сердечникке) оролот (6.3.2-сүрөт).

Туташ металлда (өзөктө) Фуко агыны (тогу) пайда болот. Анткени бул өзөктөрдүн (сердечниктин) туурасынан кесилиш аянттары чоң болгондуктан Омдук каршылыктары өтө аз болот. Натыйжада мындай туташ өткөргүчтө (өзөктө) көптөгөн майда туюк электр агындары (токтору) пайда болот (6.3.3-сүрөт).



6.3.3-сүрөт. Фуко агындары (куюндуу токтор).



6.3.4-сүрөт. Өзөгү төрт бурчтуу трансформатор.

Алар *Фуко агындары (токтору)* деп аталат. Ал Фуко агындары (токтору) трансформаторлорду ысытып жибергендиктен анын өзөгүн майда жука тилкелерден турган кремний кошулган көп катмардуу темирден (болоттон) жасашат (6.3.4-сүрөт).

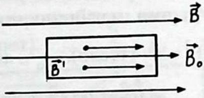
Трансформатордун өзөгү биринчи катушкадагы электр агындын (токтун) магнит талаасын күчөтүп экинчи катушканын оромолорунда индукциялык (таасирлик) электр агынын (тогун) пайда кылат жана ал агын (ток) аралыкка берилет. Экинчи катушканын оромолорунун санына жараша чоңойтуучу же азайтуучу болуп трансформаторлор экиге бөлүнөт. *Трансформаторлордун индуктивдүүлүгү (таасирлениши)* төмөнкү формула (сындама) менен табылат: $L = \mu\mu_0 \frac{N_1 \cdot N_2}{l} \cdot S$ (6.3.1).

Мында N_1 жана N_2– трансформатордун биринчи жана экинчи катушкаларынын оромо сандары; l– өзөктүн жалпы узундугу; S– өзөктүн туура кесилиш аянты. *Өз-ара индукциялануу (таасирленүү) кубулушу электротехника жана радиотехникада кеңири колдонулат.*

§ 6.4. Магнит талаасындагы заттардын касиеттери. Магниттелиш

Ар кандай затты магниттик талаага жайгаштырсак, ал зат сөзсүз магниттелет. Андыктан *магнит талаасындагы баардык эле заттар-*

ды “магнетиктер” деп аташат. Алардын магниттелишинин себеби, баардык заттардын атомдордон же молекулалардан тургандыгы (түзүлгөндүгү) менен байланышкан. Ал эми атомдор оң дүрмөттүү өзөктөн (ядродон) жана анын тегерегинде айланган терс дүрмөттүү электрондордон турат. Ошол электрондор магнит талаасында Лоренц күчүнүн таасири менен айлануу орбиталарынын тегиздиктерин өзгөртөт жана анын айлана боюнча кыймылдары *кичине агындарды (микротокторду)* түзүшөт. *Бул микротоктордун өзүнүн магнит талаалары* $\left(\vec{B}^1\right)$ *сырткы магнит талаага* $\left(\vec{B}_0\right)$ *кошулуп жалпы талааны* $\left(\vec{B}\right)$ *түзүшөт* (6.4.1-сүрөт): $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}^1$ (4.6.1), мындагы $\vec{B}^1$ – микротоктордун магнит талааларынын кошундусу.



6.4.1-сүрөт. Магниттин сырткы магнит талаада $\left(\vec{B}_0\right)$ *магниттелиши.*

Магнетиктер *магниттелиш (намагниченность)* деген физикалык чоңдук менен мүнөздөлөт. Ал J_m тамгасы менен белгиленет жана төмөнкү формула менен аныкталат: $\vec{J}_m = \dfrac{\sum_{l=1}^{n} \vec{p}_{mi}^{\,am}}{V}$ (6.4.2), мында $\vec{p}_{mi}^{\,am}$ – атомдордун микротокторунун магниттик учурлары (моменттери); V– магнетиктин көлөмү. Демек, магниттелиш $\left(\vec{J}_m\right)$ магнетиктин бирдик көлөмүнө (V=1) туура келген микротоктордун магниттик моменттеринин (учурларынын) кошундусуна $\left(\sum_{i=1}^{n} \vec{p}_{mi}^{\,am}\right)$ барабар. Магнетиктер магниттик кабылдоочулук (χ_m) деген чоңдук менен мүнөздөлүшөт. Бул магниттик кабылдоочулук (χ) магнетикте пайда болгон кошумча магниттик талаанын $\left(\vec{B}^1\right)$ сырткы магнит талаадан (B_0) канча эсе чоң болоорун көрсөтөт: $\chi_m = \dfrac{\vec{B}^1}{\vec{B}_0}$ (6.4.3).

Магнетиктер дагы бир чоңдук менен мүнөздөлүшөт. Ал *салыштырмалуу магниттик өтүмдүүлүк* деп аталат жана μ менен белгиленет. $\mu = 1 + \chi_m = \dfrac{\vec{B}}{\vec{B}_0}$ (6.6.4). Демек, салыштырмалуу магниттик өтүмдүүлүк чоңдугу (μ) магнетиктин ичиндеги жалпы магнит талаанын индукциясынын $(\vec{B})$ сырткы магнит талаанын индукциясынан $(\vec{B}_0)$ канча эсе чоң болоорун көрсөтөт.

Магнетиктердеги магниттик талааны мүнөздөө үчүн негизги магниттик индукция чоңдугунан $(\vec{B})$ башка кошумча чоңдук киргизилет. Ал магнит талаанын чыңалышы $(\vec{H})$. Бул экөө төмөнкү формула (сындама) түрүндө байланышат: $\vec{B} = \mu_0\mu \cdot \vec{H}$ (6.6.5), мында μ_0 – магнит турактуусу. Ал эми $\vec{B}, \vec{H}$ жана $\vec{J}_m$ үчөө төмөнкү формула (сындама) түрүндө байланышта болот: $\frac{\vec{B}}{\mu_0} = \vec{H} + \vec{J}_m$ (6.6.6). Магниттик талаанын чыңалышы $\vec{H}$ менен магниттелиштин $\vec{J}_m$ өлчөө бирдиктери бирдей болот жана 1 Ампер бөлүнгөн метр менен өлчөнөт: $[H] = [J_m] = 1\frac{A}{\grave{i}}$. Ал эми магниттик индукциянын бирдиги мурда көрсөтүлгөндөй $[\mathrm{B}] = 1\grave{O}$ (тесло). $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\tilde{A}\acute{i}}{\grave{i}}$.

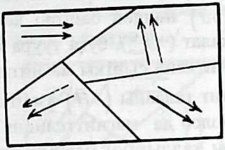
Магнетиктер χ жана μ чоңдуктарынын маанилерине жараша 5 түргө бөлүнөт:

1. диамагнетиктер, буларда $\chi_m \prec 0, \mu \prec 1$;
2. парамагнетиктер, буларда $\chi_m \succ 0$, $\mu \succ 1$, бирок μ бир канча ондукту гана түзөт;
3. ферромагнетиктер, буларда $\chi_m \succ 0$, μ болсо бир канча жүздүктү түзүп 1000 ге жакындайт;
4. антиферромагнетик, буларда $\chi_m \succ 0$, μ бир канча жүзгө барабар, бирок миңден аз;
5. ферриттер, буларда $\chi_m \succ 0$, $\mu \succ 100$ бир канча жүздү түзөт.

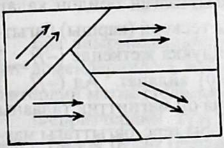
Бул бешөөнүн 1-чиси жана 2-чиси *начар магнетиктер* деп аталса, 3-чү, 4-чү жана 5-чилер *күчтүү магнетиктер* деп аталышат, анткени магнит талаасында күчтүү магниттелишет. Бул беш түрдөгү магнетиктердин ичинен *диамагнетикте* гана тышкы магнит талаада анын ички жалпы магнит талаасы кичине гана чоңдука азайат, анткени алардын атомдорунун түзгөн микротоктордун магнит талааларынын багыты тышкы магнит талаанын багытына каршы багытталат. Парамагнетиктердин ички магнит талаасы аз эле өлчөмдө чоңоёт. Ал эми күчтүү магнетиктердин (ферромагнетиктердин, антиферромагнетиктердин жана ферриттердин) ички магнит талаасы өтө эле чоң болот.

§ 6.5. Ферромагнетиктер

Ферромагнетиктердин жалпы ички магнит талаасы $\left(\vec{B}\right)$ сырткы магнит талаадан $\left(\vec{B}_0\right)$ миңге жакын эсе чоң болуп кетет. Анын себеби эмнеде экенин түшүндүрүп кетүүгө аракет кылалы. Ферромагнетик **"домен"** деп аталуучу эң кичине көзгө көрүнбөгөн бөлүктөрдөн турат. Ал домендин ичиндеги атомдордун электрондорунун айлануусунан пайда болгон магнит учурлары (моменттери) өз-ара аракеттенүүлөрүнүн натыйжасында бир багытка ээ болуп калышат. Ферромагнетиктеги домендердин магнит учурлары (моменттери) бири-бирине карата баш аламан жайланышат (6.5.1-сүрөт). Ал эми ферромагнетик сырткы магнит талаага киргенде домендердеги магнит талаалар сырткы магнит талаа боюнча багытталып калышат. Алардын баары кошулуп күчтүү магнит талааны пайда кылат (6.5.2-сүрөт).

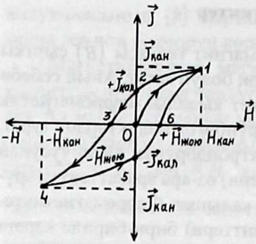


6.5.1-сүрөт. Сырттан магнит талаа бербегенде ферромагнетиктин домендери баш аламан багытталышат.



6.5.2-сүрөт. Сырткы магнит талаага кирген ферромагнетиктин домендеринин магниттик талаалары сырткы магнит талаа боюнча багытталып калышат.

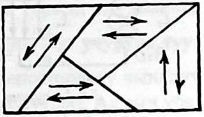
Мындай ферромагнетиктерге темир, никель, кобальт, ж.б. заттар кирет. Булардын дагы бир касиети, сырткы талааны алып кеткенден кийин деле домендердин магнит талааларынын бирдей багытталышы сакталып калат. Бул бирдей багытталышты бузуп баштапкы (6.5.1-сүрөт) абалына алып келүү үчүн аны же критикалык температурадан жогорку температурага чейин ысытыш керек же сырткы магнит талаанын багытын карама-каршы багытка өзгөртүш керек. Мындай өзгөртүү учурунда ферромагнетиктин магниттелиши (J_m) илмек түрүндө өзгөрөт (6.5.3-сүрөт). Ал илмек *гистерезис (калдыктуулук) илмеги* деп аталат (6.5.3-сүрөт).



6.5.3-сүрөт. Ферромагнетиктердин гистерезис (калдыктуулук) илмеги.

Ферромагнетикти оңго (шарттуу түрдө кабыл алган) багытталган сырткы магнит талаага $\left(+\vec{H}\right)$ коюп, ал оң талаанын чыңалышын $(+\vec{H})$ нөлдөн баштап чоңойткондо (0–1 сызыгы) оң магниттелиши $\left(+\vec{J}\right)$ нөлдөн баштап каныгууга дейре чоңойот, б.а. ал $\left(+\vec{J}\right)$өспөй калат $(+\vec{J}_{кан})$, буга туура келген оң магнит чыңалышы $(+\vec{H}_{кан})$ болот. Анткени сырткы магниттик талаа оңго багытталган. Сырткы оң магнит талааны $\left(+\vec{H}\right)$ азайтканда (1–1 сызыгы), ал $\left(+\vec{H}\right)$ нөлгө барабар болсо да магниттелиши $(+\vec{J})$ нөлгө барабар болбойт, б.а. $+\vec{J} = +\vec{J}_{кал}$ оң калдыктуу магниттелиш сакталып калат. Анткени домендердин магнит талаалары бирдей, мисалы оңго багытталган бойдон калат. Аларды жоюш үчүн сырткы магнит талааны тескери (каршы) багытта ( ) өстүрсө (2–3 сызыгы) белгилүү чоңдукка жеткенде $(-\vec{H}_{жою})$ ферромагниттин магниттелиши нөлгө $\left(+\vec{J} = 0\right)$ айланат. Ал $(-\vec{H}_{жою})$ "коэрцитивдик" күч деп аталат. Аны кыргызча оң магниттик талааны "жоюучу" күч деп атасак туура болот. Андан ары терс багыттагы магнит талааны $\left(-\vec{H}\right)$ чоңойто берсек (3–4 сызыгы) дагы каныгуу $(-\vec{J}_{кан})$ пайда болот. Анын $\left(-\vec{H}\right)$ каныгууга туура келген мааниси $(-\vec{H}_{кан})$ терс каныгуу магнит чыңалышы блот. Терс багыттагы магнит талааны $(-\vec{H})$ азайтып олтуруп (4–5 сызыгы) нөлгө келгенде терс маанидеги (багыттагы) магниттелиш $(-\vec{J}_{кал})$ сакталып калат, б.а. домендердеги магнит талаалар тескери багытта сакталып калат. Аларды (домендердин магнит талааларын) жоюш үчүн эми оң багыттагы тышкы магнит талаанын чоңойткондо (5-6 сызыгы) жана ал магнит талаанын $\left(+\vec{H}\right)$ мааниси $\left(\vec{H} = +\vec{H}_{жою}\right)$ жоючу күчкө барабар болгондо домендердеги магнит талаалар баш - аламан жайланышып ферромагнетиктин ички магнит талаасы жок болот $\left(-\vec{J}=0\right)$. Сырткы оң магнит талааны андан ары чоңойтсок (6–1 сызыгы) магниттелиш каныгууга кайрадан туш келет $\left(\vec{J}=+\vec{J}_{кан}\right)$. Сырткы магнит талааны $\left(+\vec{H}\right)$ кайра азайтканда (1–0 сызыгы) баштапкы абалына кайрылбайт да 6.5.3-сүрөттөгү илмек (1–2–3–4–5–6–1) боюнча өзгөрө берет, б.а. 1–0 сызыгы боюнча баштапкы абалына келбейт.

Баштапкы ички магнит талааны жок кылыш үчүн ферромагнетикти ысытуу керек. Ал белгилүү температурадан $\left(T=T_в\right)$ жогору болгондо ички магнит талаа нөлгө барабар болот, анткени домендердеги магнит талаалар баш-аламан жайланышып бири-бирин жоюп салышат (6.5.1-сүрөт). Мындай *"калдыктуулук"* илмек касиетине антиферромагнетиктер да ээ болот. Антиферромагнетиктердеги домендердин ичиндеги микромагнит талаалары бири-бирине карама-каршы багытта болушат, бирок алардын чоңдугу бири-бирине барабар болбогондуктан алардын айырмасы пайда болот (6.5.4-сүрөт).



6.5.4-сүрөт. Антиферромагнетиктин домендери.

Бул айырмалардын болушунун натыйжасында ферромагнетиктин домендериндеги магнит талаасы аз болот жана антиферромагнетиктердин магниттелиши (J) анча чоң болбойт.

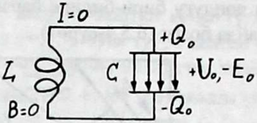
Ферриттердин түзүлүшү да ферромагнетиктердикине окшош келет, бирок булар (ферриттер) диэлектриктер (өткөрбөгүчтөр) болгондуктан электр агынын (тогун) өткөрбөйт. Бул жагынан ферромагнетиктерге караганда фериттер техникада пайдаланууда көбүрөөк артыкчылыкка ээ, анткени ферромагнетиктер электр агынын (тогун) өткөргөндүктөн пайдаланууда дайым эле ыңгайлуу боло бербейт.

Бул үч түрдөгү магнетиктер (ферромагнетик, антиферромагнетик жана ферриттер) азыркы техникада көп пайдаланылат, анткени *калдыктуулук илмеги магнит тасмаларын жасоодо, компьютердин эске тутуу аспабында, ж.б. азыркы техникалык аппараттарды куруда пайдаланылат.*

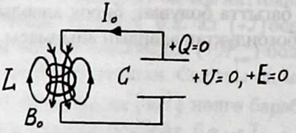
VII бап. ЭЛЕКТРОМАГНИТТИК ТЕРМЕЛҮҮЛӨР ЖАНА ТОЛКУНДАР

§ 7.1. Термелүү контуру (чынжыры). Гармоникалык электромагниттик термелүүлөр

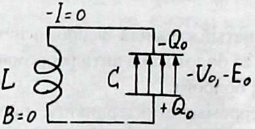
Конденсатор (C) жана катушкадан (L) турган электр чынжыры (7.1.1-сүрөт) *термелүү контуру (чынжыры)* деп аталат.



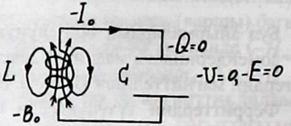
7.1.1а-сүрөт



7.1.1б-сүрөт



7.1.1в-сүрөт



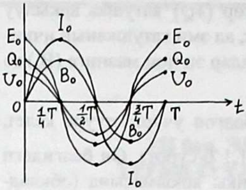
7.1.1г-сүрөт

Конденсатордон жана катушкадан түзүлгөн термелүү контуру

Эмне үчүн мындай чынжыр термелүү контуру (чынжыры) деп аталаарын түшүндүрүп берели. Конденсаторду (C) дүрмөттөгөндө (Q) анын ичинде эң чоң электр талаа $\left(\vec{E}_0\right)$ пайда болот. Дүрмөт дагы эң чоң мааниге (Q_0) ээ болот. Конденсатордун коюлмаларындагы (обкладкаларындагы) дармандардын (потенциалдардын) айырмасы да (U_0) эң чоң мааниге ээ. Контурда агын (ток) күчү (I=0) жана катушкада магнит талаасы (B=0) нөлгө барабар болушат. Булар $(Q_0, U_0, E_0, B=0, I=0)$ баштапкы абалдагы (t=0) маанилер (7.1.1а-сүрөт).

Убакыттын өтүшү менен оң дүрмөттөр $(+Q)$ катушка аркылуу өтүп электр агынын (тогун, I_0) пайда кылат, ал эми катушканын ичинде магниттик талаа (B) пайда болот жана алар эң чоң мааниге (B_0) ээ болушат.

Булар $(+Q, I_0, B_0)$ убакыт $t = \frac{1}{4}T$ болгон учурга туура келет, мында T-контурдун термелүү мезгили (7.1.1 б-сүрөт). Оң белгидеги электр дүрмөттөрү конденсатордун астыңкы коюлмасына (обкладкасына) келип чогулганда (7.1.1.в-сүрөт) конденсатордун ичиндеги электр талаасы тескери багыттагы эң чоң мааниге ($-E_0$) ээ болот. Ошондой эле чыңалуу ($-U_0$) жана электр дүрмөтү ($-Q_0$) дагы терс белгиде эң чоң мааниге ээ. Ал эми агын (ток) күчү (I=0) жана магнит талаасы (B=0) жок болушат. Булар $(-Q_0, U_0, I = 0)$ убакыт $t = \frac{1}{2}T$ учуру (7.1.1в-сүрөт) үчүн туура келет. Андан аркы убакытта оң дүрмөт (+Q) кайра чынжыр боюнча агып, агын (ток) күчү терс эң чоң мааниге (–I=0) ээ болгондо магнит талаасы (B) да терс эң чоң мааниге ээ ($-B_0$) болот. Булар $(+Q, -I = 0, -B_0)$ убакыт $t = \frac{3}{4}T$ учуруна туура келет (7.1.1г-сүрөт). Эми дүрмөт (Q=0), конденсатордогу чыңалуу (U=0) жана электр талаасы (E=0) нөлгө барабар болушат. Ал эми убакыт (t=T) болгондо баардыгы баштапкы абалга $(U_0, B = 0, I = 0)$ келет (7.1.1а-сүрөт). Ошентип дүрмөт (Q), чыңалуу (U), агын (ток, I), электр (E) жана магнит (B) талаалары нөлдөн эң чоң мааниге жетип, кайра нөлгө келип, андан терс чоң мааниге ээ болуп кайра нөлгө чейин азайып, андан кайра эң чоң оң маанисине келишет. Ошентип ушул беш чоңдуктардын (Q, U, I, E, B) маанилери мезгилдүү кайталанып өзгөрүп, термелүүгө ээ болушат. Булардын баардыгы синус же косинус функциялары боюнча өзгөрүшөт. Мисалы дүрмөттүн өзгөрүшү төмөнкүдөй болот $Q = Q_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$ (7.1.1), мында Q_0– эң чоң маанидеги дүрмөт; ω_0 – айлануу жыштыгы; t– убакыт; φ_0 – баштапкы фаза. Ушуга окшош эле чыңалуу да өзгөрөт $U = U_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$ (7.1.2) жана электр талаанын чыңалышы дагы ошондой эле өзгөрөт: $E = E_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$ (7.1.3). Булардын графиктери окшош болот (7.1.2-сүрөт).



7.1.2-сүрөт. Термелүү контурундагы электрдик дүрмөттүн (Q_i), чыңалыштын (E), потенциалдар айырмасынын (U), ток (агын) күчүнүн (I) жана магнит талаанын индукциясынын өзгөрүшү.

Ал эми агын (ток) күчү дүрмөттүн (Q) (7.1.1) биринчи туундусуна барабар болгондуктан $I = \dfrac{dQ}{dt} = -\omega_0 Q_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) = I_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0 + \pi/2)$ (7.1.4).

Демек агын (ток) күчүнүн (I) өзгөрүшү дүрмөттүн (Q) өзгөрүшүнөн фазасы боюнча $\frac{\pi}{2} = 90^0$ алдыга өзгөрөт. Магнит талаасы (B) болсо, электр талаасына салыштырмалуу фазасы боюнча 90° айырмаланат жана ага тик багытталат: $B = B_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0 + \pi/2)$ (7.1.5). Бул жогоруда көрсөтүлгөн формулалардын бардыгында айлануу жыштыгы төмөнкүчө аныкталат: $\omega_0 = 2\pi\nu_0 = 2\pi \cdot \dfrac{1}{T_0}$ (7.1.6). Мында, ω_0– гармоникалык электромагниттик термелүүнүн айлануу жыштыгы; ν_0– сызыктуу жыштыгы; T_0– термелүү мезгили. Аларды термелүү контурду мүнөздөөчү чоңдуктар аркылуу табышат, анткени $T_0 = 2\pi\sqrt{LC}$ (7.1.7), мында L– катушканын таасирлениши (индуктивдүүлүгү); C– конденсатордун электр сыйымдуулугу. Бул туюнтма (7.1.7) *Томсондун формуласы* деп аталат. Жогоруда алынган формулалардын баардыгында термелүү контурунун каршылыгы жокко эсе (R=0) деп каралган, б.а. бул формулалар идеалдык контур үчүн жазылган (алынган). Жогорудагы (7.1.1) туюнтмасы *гармоникалык электромагниттик термелүүнүн теңдемеси* деп аталат. Эгерде ал теңдемеден экинчи туунду алсак төмөнкү формула чыгат: $\ddot{Q} + \omega_0^2 \cdot Q = 0$ (7.1.8). Бул теңдеме *гармоникалык электромагниттик термелүүнүн дифференциалдык теңдемеси* деп аталат. Бул теңдемени чыгарганда (7.1.1) теңдемеси келип чыгат.

§ 7.2 Өчүүчү электромагниттик термелүү

Термелүү контурунун электрдик каршылыгын (R) эске алганда андагы электромагниттик термелүү өчүүчү (басаңдоочу) мүнөздө жүрөт жана анын теңдемеси төмөнкүдөй жазылат: $Q = Q_0 \cdot e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0)$ (7.2.1).

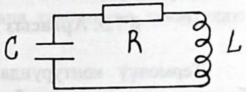
Ушул туюнтманы өчүүчү электромагниттик термелүүнүн теңдемеси дейт. Бул теңдемеден алынган экинчи жолку туунду (производный) дифференциалдык түргө келет: $\ddot{Q} + 2\beta \dot{Q} + \omega_0 Q = 0$ (7.2.2).

Буларда β– өчүү коэффициенти (көбөйтмөсү), ал термелүү контурунун каршылыгынан (R) жана зым оромонун индуктивдүүлүгүнөн (таасирленишинен, L) көз каранды: $\beta = \dfrac{R}{2L}$ (7.2.3).

Өчүүчү термелүүнүн айлануу жыштыгы (ω): $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\dfrac{1}{LC} - \left(\dfrac{R}{2L}\right)^2}$ (7.2.4), мында С– конденсатордун электр сыйымдуулугу.

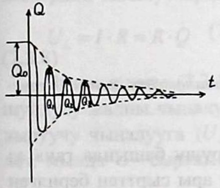
Өчүүчү термелүү мезгилинин формуласы (сындамасы): $T = \dfrac{2\pi}{\sqrt{\omega_0{}^2 - \beta^2}}$ (7.2.5).

Өчүүчү термелүүнү пайда кылуучу контурда анын электр каршылыгы (R) көрсөтүлөт (7.2.1-сүрөт).



7.2.1-сүрөт. Өчүүчү электромагниттик талааны пайда кылуучу термелүү контуру.

Электромагниттик өчүүчү термелүүнүн теңдемеси (7.2.1) график түрүндө убакыт боюнча (t) төмөнкүдөй сүрөттөлөт (7.2.2-сүрөт):



7.2.2-сүрөт. Өчүүчү электромагниттик термелүүнүн графиги.

Графикте көрүнгөндөй дүрмөт Q убакыттын өтүшү менен улам азайып олтурат жана экспонента сызыгын берет (7.2.2-сүрөт, пунктир сызыгы). Дүрмөттөн Q башка өчүүчү термелүүнү мүнөздөөчү баардык чоңдуктар (I, U, E, B) дүрмөт (заряд, Q) сыяктуу (7.2.1) туюнтмасына окшош төмөнкү термелүүлөргө ээ: $I = I_0 \cdot e^{-\beta t} \cdot \cos(\omega t + \varphi_0 + \pi/2)$ (7.2.6);

$U = U_0 \cdot e^{-\beta t} \cos\left(\omega t + \varphi_0\right)$ (7.2.7); $E = E_0 \cdot e \quad \cos\left(\omega t + \varphi_0\right)$ (7.2.8);

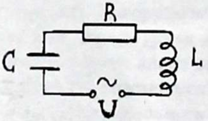
$B = B_0 \cdot e^{-\beta t} \cos\left(\omega t + \varphi_0 + \pi/2\right)$ (7.2.9); мында I_0, U_0, E_0, B_0 чоңдуктары эң чоң (амплитудалык) мааниге ээ, ошондуктан буларды амплитудасы деп атайт.

Электромагниттик өчүүчү термелүүлөрдү мүнөздөй турган дагы бир чоңдук, *өчүү тездиги (декременти)* λ деп аталат жана ал төмөнкүдөй аныкталат: $\lambda = \beta \cdot T$ (7.2.10).

Өчүү тездиги (декременти) λ бир мезгилге (T) барабар убакыт ичинде термелүү амплитудасы A(t) (эң чоң мааниси) канча эсеге азая тургандыгын көрсөтөт: $\lambda = \dfrac{A(t)}{A(t+T)}$ (7.2.11), мында $A(t+T)$ – бир термелүү мезгил ичиндеги амплитудасы (эң чоң мааниси); $A(t)$ – бир термелүү мезгили өтө электеги амплитудасы (эң чоң мааниси) (7.2.2-сүрөт).

§ 7.3. Аргасыз электромагниттик термелүү

Термелүү контурундагы электромагниттик термелүү өчүүчү болгондуктан, аны өчүрбөс үчүн сырттан мезгилдүү синусоида түрүндөгү электрдик чыңалууну (U) туташтырса термелүү контурунда (чынжырында) аргасыз термелүү пайда болот (7.3.1-сүрөт).



7.3.1-сүрөт. Электромагниттик аргасыз термелүүнүн графиги.

Аргасыз термелүүчү контурда өчүү жүрүшү башында гана аз убакыт аралыгында орунга ээ. Ал эми андан ары сырттан берилген чыңалуу (U) кандай жыштыкта жана кандай чоңдукта болсо, ошондой болуп баардык чоңдуктар (Q, I, E, B) өзгөрөт жана мезгилдүү гармоникалык (синусоидалык же косинусоидалык) термелүүгө өтөт. Термелүү контурдагы (чынжырдагы) дүрмөттүн (Q) аргасыз термелүү теңдемеси төмөнкүдөй жазылат:

$\ddot{Q}+2\beta\dot{Q}+\omega_0^2 Q=\frac{U_0}{L}\cos(\omega_{ap}t+\varphi_0)$ (7.3.1), мында ω_{ap} – аргасыз термелүү жыштыгы; L– индуктивдүүлүгү (таасирлениши). Бул (7.3.1) теңдемени чыгарганда дүрмөттүн (Q) сызыктуу теңдемеси эки, өчүүчү жана аргасыз электромагниттик термелүүлөрдөн тураары айкындалат: $Q=Q_{өч}+Q_{ap}$ (7.3.2), мында $Q_{өч}$– өчүүчү электромагнитик термелүүдөгү дүрмөт; Q_{ap}– аргасыз термелүүдөгү дүрмөт. Бирок $Q_{өч}$– бат эле өчүп калгандыктан Q_{ap}– гана калат жана ал гармоникалык термелүү боюнча гана өзгөрөт. Анын жыштыгы аргасыздандыруучу тышкы чыңалуунун жыштыгына (ω_{ap}) барабар болот: $Q=Q_0\cos(\omega_{ap}\cdot t+\varphi_0)$ (7.3.3), мында ω_{ap}– аргасыздандырган сырткы чыңалуунун жыштыгы. Ошентип аргасыз электромагниттик термелүү гармоникалык термелүү болуп калат. Сырттан берилген аргасыздандыруучу чыңалуу (U_{ap}) өзгөрмөлүү болгондуктан термелүү контурунда да өзгөрмөлүү агын (ток) жүрөт. Чынжырдагы каршылык жана чыңалуу 3 түрдүү болот:

1). *Ом каршылыгы R, активдүү каршылык деп аталат.*

2). *Сыйымдуулук каршылыгы, R_C– конденсатордун каршылыгы реактивдүү каршылык* деп аталат жана төмөнкүчө туюнтулат: $R_C=\frac{1}{\omega_{ap}\cdot C}$ (7.3.4)

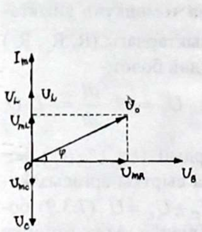
3). Катушканын (оромдун) каршылыгы R_L реактивдүү индуктивдик (таасирдик) каршылык деп аталат жана төмөнкүчө аныкталат: $R_L=\omega_{ap}L$ (7.3.5). Бул үч түрдүү каршылыктардагы (R, R_C, R_L) электрдик чыңалуулардын төмөндөшү төмөнкүдөй болот:

$U_L=I\cdot R=R\cdot\dot{Q}$ (7.3.6), $U_C=\frac{Q}{C}$ (7.3.7), $U_L=-L\cdot\frac{dI}{dt}=-L\cdot\ddot{Q}$ (7.3.8)

Чынжырдагы (7.3.1-сүрөт) үч чыңалуулардын (U_R, U_C, U_L) кошундусу жалпы чыңалууну ($U_ж=U$) түзөт жана сырткы аргасыздандыруучу чыңалууга ($U_{ap}=U$) барабар $U_R+U_C+U_L=U$ (7.3.9) болот, мында U– сырткы аргасыздандыруучу чыңалуу. Аны төмөнкү формула менен аныктайт: $U_{\sim} = U_0 \cos(\omega_{ap} t + \varphi_0)$ (7.3.10). Жогорудагы (7.3.3) формуланы жана анын биринчи $\left(\dot{Q}\right)$, экинчи $\left(\ddot{Q}\right)$ туундуларын чыгарып алып жана аларды (7.3.6), (7.3.7), (7.3.8) туюнтмаларына коюп омдук, сыйымдуулук, индуктивдүүлүк каршылыктарына коюлган чыңалууларды алабыз:

$U_R = U_{mR} \cdot \cos\left(\omega_{ap} \cdot t + \varphi_0\right)$ (7.3.11); $U_C = U_{mC} \cdot \cos\left(\omega_{ap} \cdot t + \varphi_0 - \frac{\pi}{2}\right)$ (7.3.12); $U_L = U_{mL} \cdot \cos\left(\omega_{ap} \cdot t + \varphi_0 + \frac{\pi}{2}\right)$ (7.3.13), мында $U_{mR} = I_m \cdot R$ (7.3.14), $U_{mC} = \dfrac{U}{\omega C\sqrt{R^2 + \left(\omega_{ap} L - \frac{1}{\omega_{ap} C}\right)}}$ (7.3.15),

$U_{mL} = \dfrac{\omega_{ap} L \cdot U_0}{\sqrt{R^2 + (\omega_{ap} L - \frac{1}{\omega_{ap} \tilde{N}})^2}}$ (7.3.16) мында (7.3.15) формуладагы I_m (7.3.3) аркылуу дүрмөттүн Q биринчи туундусун алганда $I = \dot{Q} = I_m \cdot \cos(\omega_{ap} \cdot t + \varphi_0 + \frac{\pi}{2})$ (7.3.17) чыгат, мында $I_m = \omega_{ap} \cdot Q_m$ (7.3.18) Ошентип, аргасыз электромагниттик термелүү учурунда баардык чоңдуктар, электр тогу, чыңалуусу, дүрмөтү косинус же синус мыйзамына баш ийип өзгөрүп турушат. Бирок алардын фазалары бири-бирине дал келишпейт. Аларды диаграмма түрүндө төмөнкү 7.3.2-сүрөттө көрсөтөлү.



7.3.2-сүрөт. Электромагниттик аргасыз термелүүлөрдүн диаграммасы.

Сүрөттөгү φ бурчу U_0 менен U_{mR} экөөнүн фазаларынын айырмасын көрсөтөт. Ал төмөнкү сындама менен табылат: $tq\varphi = \dfrac{\omega_{ap} L - \dfrac{1}{\omega C}}{R}$ (7.3.19).

§ 7.4. Күчөнүү (резонанс)

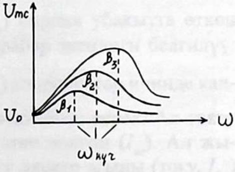
Күчөнүүнүн (резонанстын) эки түрү бар:

1. Чыңалуунун күчөнүүсү.
2. Агындын (токтун) күчөнүүсү (резонансы).

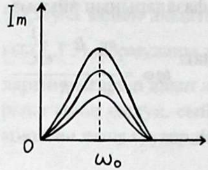
Өзгөрмөлүү электр агыны (тогу) туюк чынжырдан өтүп жатканда анын жыштыгы (ω) сырткы чыңалуунун жыштыгына (ω_C) жакындаганда чыңалуу (U), ал эми алар барабар ($\omega=\omega_C$) болгондо электр агыны (тогу) өтө чоң мааниге өсүшү күчөнүү (резонанс) деп аталат. Чыңалуунун күчөнүүсү чынжырдагы электр тогунун (агынынын) жыштыгы ($\omega_{күч}$) төмөнкүгө барабар болгондо пайда болот. Ал жыштык ($\omega_{күч}$) өздүк жыштыктан (ω_0) төмөн болот ($\omega_{күч} \prec \omega_0$) жана төмөнкүдөй аныкталат: $\omega_{\acute{e}\acute{o}+} = \sqrt{\omega_0^{\,2} - 2\beta^{\,2}} = \sqrt{\dfrac{1}{LC} - \dfrac{R^2}{2L^2}} < \omega_0$ (7.4.1).

Чыңалуунун күчөнүүсү конденсатордогу дүрмөттүн (заряддын) күчөнүүсүнө дал келет, б.а $\omega_{күч} = \omega_{qкүч}$ (7.4.2).

Чыңалуунун күчөнүүсүнүн максимуму ар кандай маанидеги өчүү коэффициенти (көбөйтмөсү) үчүн ар кандай жыштыкка туура келет. Өчүү коэффициенти (көбөйтмөсү) төмөнкүчө аныкталат: $\beta = \dfrac{R}{2L}$ (7.4.3), мында R– чынжырдын активдүү каршылыгы; L– катушканын индуктивдүүлүгү (таасирлениши). Чыңалуунун күчөнүүсүнүн графиги төмөнкү 7.4.1-сүрөттө берилет:



7.4.1-сүрөт. Чыңалуунун күчөнүү (резонанс) графиги.



7.4.2-сүрөт. Электр токтун (агындын) күчөнүү (резонанс) графиги.

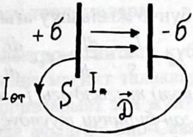
Сүрөттө U_0– сырткы чыңалуунун максималдык мааниси. Электр (агынынын) тогунун күчөнүүсү (резонансы) сырткы чыңалуунун жыштыгы (ω) туюк чынжырдын өздүк жыштыгына (ω_0) барабар болгондо пайда болот, б.а. $\omega_{күч}=\omega_0$ (7.4.4).

Электр агынынын күчөнүү графиги 7.4.2-сүрөтүндө көрсөтүлгөн: Электр агындын күчөнүүсү ар кандай маанидеги өчүү коэффициенттерине (көбөйтмөлөрүнө, β_1, β_2, β_3) карабастан бир эле жыштыкта (ω_0) ток (агын) максималдык (эң чоң) мааниге (I_0) ээ болот жана нөл жыштыгында (ω=0) нөлдөн (I=0) башталат.

VIII бап. МАКСВЕЛЛДИН НАЗАРИЯТЫ (ТЕОРИЯСЫ), ТЕҢДЕМЕЛЕРИ

§ 8.1. Жылышуу агыны (тогу)

Фарадейдин мыйзамы боюнча, туюк чынжыр курчаган аянт аркылуу өзгөрмөлүү магнит талаасы өтсө, анда бул туюк чынжырда таасирленген (индукциялык) ток пайда болот. Демек магнит талаанын өзгөрүшү электр тогунун пайда болушуна себепкер экен. Тескерисинче электр талаасы өзгөрсө, анда электр агыны (тогу) пайда болушу мүмкүнбү деген суроо туулат. Бул суроого Максвелл жооп тапкан. Ушу максатта төмөнкүдөй тажрыйба жүргүзүлгөн. Дүрмөттөлгөн (заряддалган) конденсатордун коюлмаларын (обкладкаларын) өткөргүч менен туташтырганда (8.1.1-сүрөт) ал өткөргүч аркылуу электр тогу өткөн. Ал эми электр тогу чынжыр туюк болгондо гана пайда болот. Бирок тажрыйбада конденсатордун (обкладкаларынын) ортосунда диэлектрик бар, андыктан электр тогу чынжырды туюктаган деген ой пайда болот.



8.1.1-сүрөт. Диэлектриктен өтүп жаткан жылышуу агыны (тогу, $j_ж$ $\dfrac{d\vec{D}}{dt}$ *электрдик талаанын өзгөрүшү менен шартталат.*

Өткөргүчтөгү электр агыны (тогу, $I_{өт}$) бирдик убакытта өткөн дүрмөттөрдүн (заряддардын) Q санына барабар экендиги белгилүү: $I_{өт} = \dfrac{dQ}{dt}$ (8.1.1). Бул электр агыны (тогу, $I_{өт}$) конденсатор ичинде кандайдыр бир электр агыны (тогу) менен туюкталыш керек. Ал токту *Максвелл "жылышуу агыны (тогу)"* деп атап койгон ($I_ж$). Ал жылышуу агыны (тогу, $I_ж$) менен өткөргүчтөгү электр агыны (тогу, $I_{өт}$) чондуктары боюнча бирдей болуш керек: $I_{өт}=I_ж$ (8.1.2). Эгерде

(8.1.2) формуланы (сындаманы) (8.1.1)ге койсок жылушуу агындын (тогунун, $I_ж$) мааниси табылат: $I_ж = \frac{dQ}{dt}$ (8.1.3), мында конденсатордун коюлмаларындагы (обкладкаларындагы) дүрмөттөрдүн чоңдугун Q анын аянты S жана дүрмөттүн беттик тыгыздыгы σ аркылуу туюнтсак болот $Q = S \cdot \sigma$ (8.1.4).

Бул (8.1.4) формуланы (8.1.3) кө коюп төмөнкү жыйынтыкка келебиз: $I_ж = \frac{d(S \cdot \sigma)}{dt} = S\frac{d\sigma}{dt}$ (8.1.5). Электростатикада белгилүү болгон Кулондун теоремасында электр дүрмөтүнүн конденсатор коюлмасындагы (обкладкасындагы) тыгыздыгы $\left(\sigma = \frac{dQ}{dS}\right)$ конденсатордун ичиндеги электрдик жылышуу багыттамасынын ($\vec{D}$, вектор смещения) чоңдугуна барабар экендигин билебиз, б.а. $|\vec{D}| = \sigma$ (8.1.6). Бул (8.1.6) чы формуланы (8.1.5) ке койсок $I_ж = S\frac{dD}{dt}$ (8.1.7) чыгат. Ал эми $|\vec{D}|$ – жылышуу вектору менен электростатикалык талаасынын чыңалышы Е төмөнкүдөй байланышта экенин билебиз $D=\varepsilon_0\varepsilon E$. Муну багыттык (вектордук) түрдө жазсак: $\vec{D} = \varepsilon_0\varepsilon\vec{E}$ (8.1.8), мында, ε_0– электр турактуусу, ε– салыштырмалуу диэлектриктик турактуу. Бул (8.1.8) формуланы (8.1.7) ге койсок $I_ж = S \cdot \varepsilon_0\varepsilon\frac{dE}{dt}$ (8.1.9) чыгат. Бул (8.1.7) жана (8.1.9) формулалары (сындамалары), жылушуу агыны (тогу, $I_ж$) эмнени түшүндүрөт, деген суроого жооп беришет. Бирок көбүнчө жылышуу агындын (токтун) тыгыздыгы $\vec{j}$ пайдаланылат, б.а. $j_ж = \frac{I_ж}{S} = \frac{dD}{dt} = \varepsilon_0\varepsilon\frac{dE}{dt}$, (8.1.10). Мындан *жылышуу агындын (токтун) тыгыздыгы $j_ж$ жылышуу векторунун $(\vec{D})$ убакыт боюнча алынган биринчи туундусуна барабар экендиги табылды. Дагы башкача айтсак, жылышуу агындын (токтун) тыгыздыгы ($j_ж$) электр чыңалышынын (E) убакыт боюнча биринчи туундусун $\left(\frac{dE}{dt}\right)$ ($\varepsilon_0\varepsilon$) чоңдугуна көбөйткөнгө барабар. Жыйынтыгында, жылышуу агындын (токтун) тыгыздыгы конденсатордун ичиндеги электр талаанын өзгөрүшүн көрсөтөт экен. Демек анда эч кандай дүрмөттөрдүн багытталган кыймылы жок, жөн гана электр талаанын өзгөрүшүн жылышуу агыны (тогу) деп Максвелл атап койгон. Канчалык электр талаасы бат өзгөрсө, ошончолук жылышуу агыны (тогу) чоң маани-*

ге ээ болот. Жылышуу агыны (тогу, $I_{ж}$), өткөрүүчүлүк агыны (тогу, $I_{\theta m}$) сыяктуу эле өзүнүн айланасында магнит талаасын пайда кылат, ал дагы өзгөрмөлүү болот (8.1.1-сүрөт). Конденсатордун обкладкаларынын ортосундагы электр талаасы азаят, анткени дүрмөттөр өткөргүч аркылуу агып өткөрүүчүлүк токту $I_{\theta m}$ пайда кылат да конденсатордун дүрмөттөрүн азайтат, андыктан ичиндеги электр талаасы да азаят. Ал талаа индукция вектору $\vec{D}$ (вектор индукции) менен мүнөздөлөт, анткени конденсатордун ичинде диэлектрик болот. Ошол $\vec{D}$ – жылышуу багыттамасы (вектор смещения) деп аталгандыктан, (8.1.10) формулага таянып, ал жылышуу векторунун өзгөрүшүн *"жылушуу тогу"* (ток смещения) деп атап коюшкан. Бул жылышуу агыны (тогу) кайсыл жерде электр талаасы өзгөрсө, ошол жерде пайда болот. Ошентип жылышуу агыны (тогу) (ток смещения) жөн гана өзгөрүп жаткан электр талаасы экен. Ал боштукта деле пайда болот. Эгерде мурда каралган жылышуу векторунун $\vec{D}$ уюлдашуу вектору $\vec{Đ}$ менен байланышкан формуласын эске алсак: $\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} + \vec{P}$ (8.1.11). Анда уюлдашуу (поляризация) тогу дагы пайда болот, анткени (8.1.11) формуласынан убакыт боюнча туунду алсак: $\frac{d\vec{D}}{dt} = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{d\vec{E}}{dt} + \frac{d\vec{P}}{dt}$ (8.1.12), мында $\vec{I}_{ж} = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{d\vec{E}}{dt}$ (8.1.13), $j_{уюл} \frac{dP}{dt}$ (8.1.14). *Мындан диэлектрикте уюлдашуу (поляризация) жүрүү учурунда уюлдашуу тогу пайда болот деген жыйынтык чыгат.*

§ 8.2. Максвеллдин интеграл түрүндөгү теңдемелери

Максвелл мурда тажрыйбада алынган электромагниттик кубулуштардын мыйзамдарын жалпылап электр жана магнит талаалары үчүн жаңы назариятты (теорияны) жазган. Бул назарыят эки жуптан турган төрт теңдемеге негизделет. Алар мурда ачылган Био-Савар-Лаплас мыйзамы, Фарадей мыйзамы, Гаусстун электр жана магнит талаалары үчүн теоремалары. Аларды жогоруда карап өткөнбүз, эми буларды интеграл түрүндө жазабыз:

$$\oint_l (\vec{B}d\vec{l}) = \left(\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}\right)_n dS \quad (8.2.1), \quad \oint_l (\vec{E}d\vec{l}) = -\int_S \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\right)_n dS \quad (8.2.2),$$

$$\oint_S (\vec{D}d\vec{S}) = \int_V \rho \cdot dV \quad (8.2.3), \quad \oint_S (\vec{B} \cdot d\vec{S}) = 0 \quad (8.2.4).$$

Жогорку теңдемелердин (8.2.1) жана (8.2.2) экөө 1чи жупту түзөт. Ал эми (8.2.3), (8.2.4) 2чи жупту түзөт. Булардын эки жупка бөлүнүшүнүн негизи бар, анткени ар бир жуптагы эки теңдеме бири-бирине байланыштуу.

(8.2.1) теңдемеси Био-Савар-Лапластын мыйзамы Максвеллдин жылышуу тогу (ток смещение) менен толукталат жана төмөнкүдөй мааниге ээ болот: өткөрүмдүүлүк агыны (тогу) $\vec{j}$ жана жылышуу агыны (тогу) $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$, өздөрүнүн айланасында магнит талаасын $\vec{B}$ пайда кылат. Мында электр талаасы өзгөрсө магнит талаасы пайда болоорун көрөбүз.

Ал эми (8.2.2) теңдемеси Фарадейдин мыйзамынын интеграл түрүндө жазылышы болуп эсептелет. Мында магнит талаасынын өзгөрүшү $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$, электр талаасын $\vec{E}$ пайда кылат. Ошентип Максвеллдин биринчи жуп теңдемелери, электр талаасы өзгөрүп магнит талаасын пайда кылаарын, ал эми магнит талаасы өзгөрүп электр талаасын пайда кылаарын көрсөтөт жана жыйынтыгында, электромагниттик талаанын пайда болушун көрсөтөт.

Максвеллдин экинчи жуп теңдемелери, (8.2.3) жана (8.2.4) Гаусстун теоремасынын электр жана магнит талаалары үчүн колдонулушу болгондуктан, (8.2.3) туюнтма боюнча дүрмөт (ρ) электростатикалык талаанын $(\vec{D})$ булагы болуп эсептелет. Ал эми (8.2.4) туюнтма магнит талаанын булагы жок экендигин көрсөтөт, башкача айтканда жаратылышта магниттик дүрмөт (заряд) жок экендигин айкындайт. Магниттик талааны ошол эле электр дүрмөтү кыймылга келгенде өзүнүн айланасында пайда кылат. (8.2.3) теңдемесиндеги $\rho = \frac{\partial Q}{\partial V}$ дүрмөттүн көлөмдүк тыгыздыгы, демек бул теңдеменин оң жагы $\left(\int_V \rho dV\right)$ электрдик дүрмөттү көрсөтөт. Ал эми (8.2.4) теңдемеси магнит талаанын агымы туюк беттен өткөндө нөлгө барабар экендигин көрсөтөт. Мындан магниттик дүрмөттүн жок экендиги көрүнүп турат.

Ошентип жыйынтыгында ушул 4 теңдеме Максвеллдин электромагниттик назарыятынын (теориясынын) негизин түзөт жана негизги теңдемелер болуп эсептелет. Аларга кошумча дагы 3 мыйзам кирет, алар төмөнкүлөр:

$\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}$ (8.2.5); $\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}$ (8.2.6); $\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E}$ (8.2.7). Булар электр ($\vec{E}$) (8.2.5) жана магнит ($\vec{H}$) (8.2.6) талааларынын чыңалыштарынын электр жана магнит индукция векторлору менен болгон байланышын көрсөтөт. Ал эми (8.2.7) туюнтмасы чынжырдын бөлүгү (участок) үчүн дифференциалдык түрүндө жазылган Омдун мыйзамы. Бул байланыштар аркылуу Максвеллдин теңдемелерин ар түрдүү чөйрөлөр үчүн жазса болот.

§ 8.3. Максвеллдин дифференциал түрүндөгү теңдемелери

Максвеллдин негизги теңдемелерин дифференциал түрүндө да жазышат. Ушул максатта *ротор (куюн)* жана *дивергенция (чачыроо)* деген вектордук анализдин амалдары колдонулат. Ошентип, ротор (*rot*) жана дивергенция (div) амалдары менен туюнтканда Максвеллдин төрт теңдемелери (8.2.1), (8.2.2), (8.2.3), (8.2.4) СИ тутумунда төмөнкү түргө келет:

$$rot\,\vec{B} = \vec{j} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \quad (8.3.1); \qquad rot\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \quad (8.3.2);$$

$$div\vec{D} = \rho \quad (8.3.3); \qquad div\vec{B} = 0 \quad (8.3.4),$$

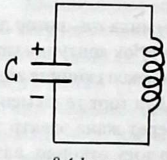
мында *rot*– ротор деп окулат жана кыргызча куюн деп аталат. Ротор бул туюк контурду улам кичирейтип жүрүп отурсак бир чекитти курчаган чексиз кичине айлана болуп калат, ошону ротор же куюн деп атайт. Бул төрт теңдеменин биринчи экөө биринчи жупту [(8.3.1), (8.3.2)] берет жана электр талаасы өзгөргөндө жана өткөргүч аркылуу электр тогу өткөндө алардын айланасында куюндуу магнит талаасы пайда болоорун көрсөтөт жана магнит талаасы өзгөргөндө анын айланасында куюндуу электр талаасы пайда болоорун айкындайт. Демек бул эки учурда тең, магнит жана электр талааларынын күч сызыктары туюк болоорун көрсөтөт.

Кийинки экинчи жуп теңдемелери [(8.3.3), (8.3.4)] дивергенция (див–чачыроо) аркылуу берилет. (8.3.3) теңдемеси электр дүрмөтүнөн $\left(\rho = \dfrac{dQ}{dV}\ \text{æå}\ dQ = \rho \cdot dV\right)$ электр талаасы $(\vec{D})$ чачырап чыгаарын көрсөтөт, ал эми (8.3.4) теңдемеси магнит талаасынын чачырап чыга турган булагы жок экендигин (болбосун) көрсөтөт, магниттик талаанын дивергенциясы $(div\vec{B})$ нөлгө барабар болоорун аныктайт. *Дивергенция* кыргызча *чачыроо* дегенди билдирет жана туюк бетти кичирейтип чекитке жеткиргенде чексиз кичине сфера пайда болот, дагы андан электр же магнит талаанын чачырап чыгаарын көрсөтөт.

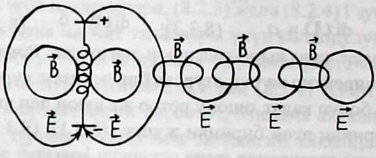
§ 8.4. Электромагниттик толкундарды алуу

Электромагниттик толкунду алуу үчүн термелүү контурдун (8.4.1а-сүрөт) конденсаторунун обкладкаларын эки жакка ажыратуу (алыстатуу) зарыл (8.4.1б-сүрөт).

Конденсаторлордун оң дүрмөттөлгөн обкладкасынан терс дүрмөттөлгөн обкладкасын көздөй оң дүрмөттөр катушка аркылуу өтүп электр агынын (тогун) пайда кылат. Дүрмөттөр азайгандыктан электр талаасынын чыңалышы дагы азаят. Электр талаасы азайгандыктан анын айланасында, Максвеллдин назарияты боюнча, магнит талаасы пайда болот. Ал магнит талаа өзгөрмөлүү болгондуктан анын айланасында кайрадан өзгөрмөлүү электр талаасы пайда болот. Бул процесс (жүрүш) андан ары кайталана берет жана мейкиндикте электромагниттик талаа таралат.



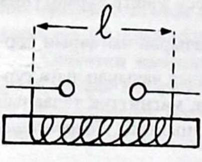
8.4.1а-сүрөт



8.4.1б-сүрөт

Электромагниттик толкунду алуу үчүн термелүү контурдун конденсаторунун обкладкаларын эки жакка ажыратуу (алыстатуу) зарыл.

Электромагниттик талааны 1888 жылы немец окумуштуусу Генрих Герц тажрыйбада биринчи жолу алган. Ал 2 шар түрүндөгү металлды конденсатордун обкладкалары катарында алган жана аларды катушкага туташтырган (8.4.2-сүрөт).



8.4.2-сүрөт. Г. Герцтин кабыл алгычы (приёмниги).

Шарларды дүрмөттөгөндө жана алардын дүрмөттөрү белгилүү чоңдукка жеткенде бул шарлардын ортосунда электр дүрмөтсүздөнүүсү (разряд) пайда болот. Демек электр талаасы пайда болот, ал өзгөрмөлүү болгондуктан анын (электрдик талаанын) айланасында өзгөрмөлүү магнит талаа пайда болот. Ошентип электромагниттик талаа шарларга тик багытта таралат. Анын толкун узундугу (λ) шарлар бекитилген таякчалардын ортосундагы аралыктын жарымына барабар болот (8.4.2-сүрөт):

$\lambda = \frac{\ell}{2}$ (8.4.1). Г. Герц 0,6÷10 метрге чейинки электромагниттик толкундарды алган. Ал биринчи болуп ушул электромагниттик толкундарды кабыл алган.

8.4.2-сүрөттө Г. Герцтин кабыл алгычы көрсөтүлгөн. Ага электромагниттик толкун жеткенде шарлардын арасында электрдик дүрмөттөлүү пайда болуп, кайра дүрмөтсүздөнгөн. Бул жол менен Г. Герц 250 метр аралыкка өзүнүн атын, Генрих Герц деп жибере алган. Бул радиотехниканын башталышы эле жана адегенде Морзе азбукасы түрүндө берилген. Г. Герцтин электромагниттик булагы бир канча сантиметрдеги электромагниттик толкун узундуктарын гана пайда кыла алган. 1895 жылы Лебедев 6 мм электромагниттик толкун узундугун алган. Андан кийин Глаголева – Аркадьева 1923 жылы "массалык нурданткыч" деген электромагниттик толкун булагын жасап 8,5 микрометр толкун узундугун алган. Азыркы күндө баардык түрдөгү толкун узундугу бар электромагниттик булактар түзүлгөн. Төмөндө электромагниттик толкундардын түрлөрүн санап өтөлү. Аларды толкун узундуктарынын азайуу багытында атап өтөбүз:

1. *Радиотолкундар,* буларга узун, орто, кыска, ультракыска толкундар кирет.

2. *Инфракызыл электромагниттик толкундар,* буга жылуулук нуру дагы кирет.

3. *Жарык нуру,* толкун узундугу 0,38ден 0,72 микрометр болгон толкун узундуктарына ээ.

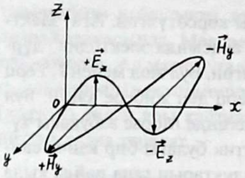
4. *Рентген нуру* (же χ– нуру), толкун узундугу 0,4–100 ангстремге $\left(\overset{0}{A}\right)$ чейинки $\left(1\overset{0}{A}=10^{-10}\,м\right)$.

5. *Гамма нуру (γ– нуру),* толкун узундугу $100A^0$–$0{,}1A^0$ чейин, булардын баары электромагниттик толкундарды түзөт жана бири бири-

нен толкун узундуктары (толкун жыштыктары) менен гана айырмаланышат.

§ 8.5. Жалпак электромагниттик толкун жана анын теңдемеси

Толкундардын эң жөнөкөй түрү *жалпак толкун* болуп эсептелет, бирок электромагниттик толкун эки түзүүчүдөн турат. Алар электрдик жана магниттик толкундар. Ал экөө бири-бирине тик жайланышат, б.а. алардын чыңалыш векторлору $\left(\vec{E}\text{ жана } \vec{H}\right)$ 90° бурчту түзөт (8.5.1-сүрөт).



8.5.1-сүрөт. Жалпак электромагниттик толкун.

Электромагниттик толкун эки теңдеме түрүндө берилет. Аларды "толкун теңдемелери" деп аташат жана төмөнкүдөй формулаларга ээ болот. Эгерде толкун X координаты боюнча багытталат десек, анда алар төмөнкүдөй жазылат: $E(x,t) = E_0\cos(\omega t - kx - \varphi)$ (8.5.1) $H(x,t) = H_0\cos(\omega t - kx - \varphi)$ (8.5.2), мында Е жана Н – электр жана магнит талааларынын чыңалыштары; E_0 жана H_0 – алардын эң чоң маанилери (амплитудалары); ω – айлануу жыштыгы; t – убакыт; $\tilde{o}$ – толкун басып өткөн аралык; φ – баштапкы фаза. Ал эми $k = \frac{2\pi}{\lambda_0} = \frac{2\pi}{c \cdot T} = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{\omega}{c}$ (8.5.3), мында k – толкун саны; λ_0 – толкундун боштуктагы узундугу; c – жарыктын боштуктагы ылдамдыгы; Т – жарыктын термелүү мезгили; $\nu = \frac{1}{T}$ – жарыктын сызыктуу жыштыгы; $\omega = 2\pi\nu$ – жарыктын айлануу жыштыгы. Эгерде (8.5.1) жана (8.5.2) теңдемелерден экинчи туундуларын алсак, алар төмөнкүдөй болушат: $\frac{\partial^2 E_Z}{\partial t^2} = \upsilon^2\frac{\partial^2 E_Z}{\partial x^2}$ (8.5.4), $\frac{\partial^2 H_Y}{\partial t^2} = \upsilon^2\frac{\partial^2 H_Y}{\partial x^2}$ (8.5.5); мында υ -

электромагниттик толкундун заттардагы (чөйрөдөгү) ылдамдыгы. Ал төмөнкүдөй аныкталат:

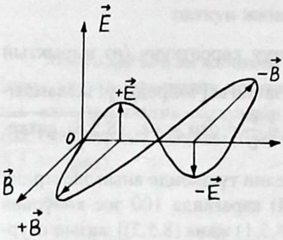
$\upsilon = \dfrac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon \mu \mu_0}} = \dfrac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}}$ (8.5.6); мында c – жарыктын боштуктагы ылдамдыгы:

$c = \dfrac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$ (8.5.7). Заттардын сынуу көрсөткүчү (n) жарыктын боштуктагы ылдамдыгынын (c) анын заттагы (чөйрөдөгү) ылдамдыгына (υ) болгон катышына барабар: $n = \dfrac{c}{\upsilon} = \sqrt{\varepsilon \mu} \approx \sqrt{\varepsilon}$ (8.5.8), анткени көпчүлүк заттар үчүн $\mu \approx 1$.

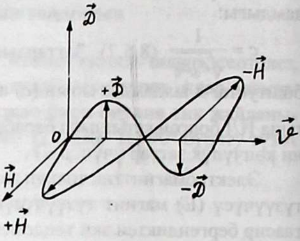
Электромагниттик толкун затка келип түшкөндө анын электрдик түзүүчүсү (E) магнит түзүүчүсүнө (H) караганда 100 эсе көбүрөөк таасир бергендиктен эки теңдемени [(8.5.1) жана (8.5.2)] жазып отурбастан, анын электр түзүүчүсүн (8.5.1) гана алышат. Ал эми (8.5.2) теңдемеси ага окшош эле экендигин ойго түйүп коюшат. Электромагниттик талаанын кудуретинин (энергиясынын, $\omega_{EH} = \dfrac{W_{EH}}{V}$) тыгыздыгы төмөнкүдөй:

$\omega_{EH} = \omega_E + \omega_H = \dfrac{1}{\upsilon} E \cdot H$ (8.5.9). Электромагниттик толкунду вектордук жактан мүнөздөөчү чоңдук *Пойнтинг вектору* ($\vec{P}$) деп аталат жана ал төмөнкүдөй сындамага (формулага) ээ: $\vec{P} = \vec{E} x \vec{H} = \left[\vec{E}\ H \right]$ (8.5.10). *Пойнтинг* векторунун багыты электромагниттик талаанын тароо багыты $\left(\vec{\upsilon} = \vec{c}\right)$ менен дал келет жана чоңдугу (сан мааниси) боюнча бирдик (S=1) аянттан бирдик убакытта (t=1) өткөн электромагниттик талаанын кудуретине (W_{EH} энергиясына) барабар: $\left|\vec{P}\right| = \dfrac{W_{EH}}{S \cdot t} = \dfrac{W_{EH}}{Sl} \dfrac{\vec{l}}{t} = \omega_{EH} \cdot \upsilon$ (8.5.11), мында W_{EH}– электромагниттик талаанын кудурети (энергиясы), ω_{EH} – кудурет (энергия) тыгыздыгы; S – аянт; t – убакыт; υ – ылдамдык. Пойнтинг векторунун убакыт боюнча орточо мааниси электромагниттик талаанын ургаалдуулугун (интенсивдүүлүгүн) берет, б.а. $|\langle \vec{P} \rangle| = J$ (8.5.12), мында J – ургаалдуулук, ал төмөндөгүдөй аныкталат: $J = \dfrac{1}{2} E_0 \cdot H_0$ (8.5.13), мында E_0 жана H_0 – электр жана магнит талааларынын эң чоң маанилери (амплитудалары). $\vec{E}$ жана $\vec{B}$, $\vec{H}$ жана $\vec{D}$ вектордук чоңдуктары төмөнкүдөй байланыштарга ээ: бул векторлордун байланыштары, 8.5.2 а,б-сүрөтүндө көрсөтүлгөндөй, оң кол эрежесине же оң бурама эрежесине баш ийет:

$$\vec{E} = -\left[\vec{\upsilon}, \vec{B}\right] = -\vec{\upsilon}x\vec{B} \ (8.5.14) \quad \vec{H} = \left[\vec{\upsilon}, \vec{D}\right] = \vec{\upsilon}x\vec{D} \ (8.5.15).$$



8.5.2,а-сүрөт



8.5.2,б-сүрөт

Жалпак электромагниттик толкундун электрдик чыңалышы $(\vec{E})$ менен магниттик индукциянын $(\vec{B})$ жана электрдик индукция $(\vec{D})$ менен магниттик чыңалыштын $(\vec{H})$ байланыштары.

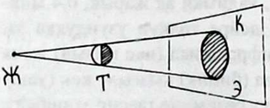
IX бап. ЖАРЫК (ОПТИКА)

“Оптика” гректин “оптикос” (орусча – “от зрения”, кыргызча – “көрүүдөн”) деген сөзүнөн алынган. Анткени, мурда жарык жөнүндөгү билим (илим) көрүү жолу менен гана алынган. Азыркы мезгилде “жарык” деген сөз кеңири мааниде, инфракызылдан (пас кызылдан) баштап ультра (бийик) электромагниттик толкундарга дейре өз курамына камтыган, жарык (нурдануулар) жөнүндөгү илимди билдирет. Ошентип, электромагниттик жарык толкундар менен байланышкан кубулуштардын пайда болушун, таралышын жана заттар менен өз ара аракеттенишин өздөштүрүүчү физиканын бөлүгүн жарык (оптика) деп атайт.

Адамдын көрүүсүн камсыз кылган, кадимки ак жарык, 0,4 микрометрден (мкмден) 0,68 микрометрге дейре толкун узундукка ээ. 0,68 мкмден чоң толкун узундуктагы инфракызыл (пас кызыл) жана 0,4 мкмден аз толкун узундуктагы ультра (бийик) кызгылт көк (ультрафиолеттик) нурдануулар адамдын көрүү сезимине таасир этишбейт. Аларды атайын жасалган физикалык аспаптардын жардамы менен аныкташат. Көптөгөн оптикалык (жарык) аспаптарында кадимки ак жарыктын, негизинен, геометриялык касиети гана колдонулат. Бул учурда ак жарыктын жаратылышы, толкундук касиети эске алынбайт жана анын абада жана тунук нерселерде нур түрүндө түз сызык боюнча таралышы гана колдонулат. Ошентип оптиканын (жарыктын) бул бөлүгүн геометриялык (нурдук, колдонмо) оптика (жарык) деп аташат. Геометриялык оптиканы колдонуунун белгиси (чеги) $D \succ\succ \sqrt{l\cdot}$ туюнтма менен аныкталат. Мында D– тоскоолдун дифракцияны пайда кылуучу сызыктуу өлчөмү; l– экрандан тоскоолго чейинки аралык; λ– жарыктын толкун узундугу. Мына ушул геометриялык (нурдук, колдонмо) оптиканын (жарыктын) негизинде көптөгөн аспаптар жана куралдар жасалып, турмушта, техникада жана илимде кеңири колдонулууда.

Жарыктын толкундук касиетин колдонуп, анын нурдануу, жутулуу, чөйрөдө таралуу жана зат менен өз ара аракеттенүү законун өздөштүрүүчү оптиканын (жарыктын) бөлүгүн *физикалык (толкундук) оптика* дейт. Оптика илиминин термодинамиканын теориясына таянган бөлүгүн *термодинамикалык оптика* дешет. Термодинамикалык оптикага таянып жарык энергиясын, мисалы Күндүн энергиясын колдонуучу аспаптар, куралдар жана көптөгөн түзүлүштөр долбоорлонот жана жасалат. Электродинамикалык теорияга таянган оптиканын (жарыктын) бөлүгү *электродинамикалык оптика* деп аталып, *толкундук жана кванттык оптика делип экиге бөлүнөт*. Кеңири колдонулган *лазердик аспаптар* кванттык оптикага негизделип жасалат. Интерферометр, спектроскоп, поляризатор, рентгендик түзүлүштөр ж.б. толкундук (колдонмо) оптикага негизделип жасалат.

Сынуу көрсөткүчү баардык жеринде бирдей болгон *чөйрөнү оптикалык жактан бир тектүү* дейт. Мындай оптикалык бир тектүү чөйрөдө жарык түз сызык боюнча таралат. Муну, тоскоолдун көлөкөсүнүн пайда болушу менен байланыштырса болот (9.1-сүрөт).



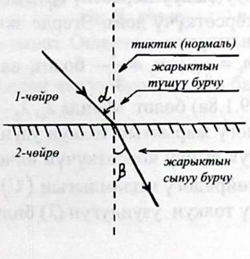
9.1-сүрөт. Бир тектүү чөйрөдө жарык түз сызык боюнча таралат.

9.1-сүрөтүндө көрсөтүлгөндөй: Ж – чекиттик жарык булагы; *К* – тоскоолдун экрандагы (Э) көлөкөсү; Т – жарыкты тозуучу тоскоол нерсе; (Ж–Т) – жарыктын конусу (шөклөсү); (Т–К) – көлөкөнүн кесилген конусу. Экрандагы нерсенин көлөкөсү жакшы (даана) сызылган чекке ээ. Ушул тоскоолдун көлөкөсү Күн менен Айдын тутулушуна себепкер. Жарык нурунун тобу катталышбайт, б.а. интерференцияга катышышбайт жана өз ара кесилишкенден кийин бири биринен көз карандысыз эле тарала беришет, муну *жарык тобунун көз карандысыздык закону* дейт.

§ 9.1. Жарыктын сынуу жана чагылуу закондору. Толук чагылуу

Галландиялык астроном жана математик Виллеброрд Снеллиус жарык нурунун сынуу бурчунун (*β нын*) анын түшүү бурчунан (*α дан*) көз карандылыгын 1621 жылы тажрыйбада аныктаган. Франциянын окумуштуусу Рене Декарт бул көз карандылыкка математикалык тилде аныктама берген. Ушинтип табылган жарыктын сынуу закону *Декарт-Снеллиус закону* деп да айтылат жана төмөнкүчө жазылат: $\dfrac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n_{21}$ (9.1.1), мында n_{21} – экинчи чөйрөнүн биринчиге салыштырмалуу сынуу көрсөткүчү. Жарыктын сынуу закону, жарыктын ушул чөйрөлөрдөгү таралуу ылдамдыктарынын (υ_1, υ_2) катыштары менен туюнтулуп төмөнкүчө жазылат: $\dfrac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \dfrac{\upsilon_1}{\upsilon_2}$ (9.1.2). Булардан, б.а. (9.1.1) менен (9.1.2) ден $n_{21} = \dfrac{\upsilon_1}{\upsilon_2}$ (9.1.3) чыгат. Мындан υ_1, υ_2 – жарыктын биринчи жана экинчи чөйрөлөрдөгү таралуу ылдамдыктары.

Адатта, ар кандай оптикалык (жарыктык) тажрыйбаларды жүргүзүүдө ак жарыкты тунук нерселердин бетине түшүрөт. Түшүү (α) жана сынуу (β) бурчтарды аныктоо үчүн, тунук нерсенин ак жарык түшкөн чекитине эки чөйрөнү кескен *тиктик (нормаль) сызыгы* (9.1.1-сүрөтүндө пунктир, б.а. үзүлмө сызык түрүндө көрсөтүлгөн) жүргүзүлөт. Мында түшүү бурчун (*α ны*) түшкөн нур менен тиктик (нормаль) чектейт, ал эми сынуу бурчун (*β ны*) сынган нур менен тиктик (нормаль) чектешет (9.1.1-сүрөт).

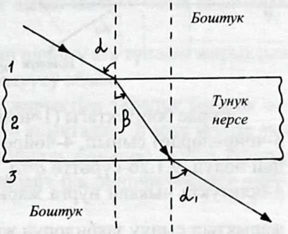


9.1.1-сүрөт. Биринчи чөйрөгө түшкөн жарыктын экинчи чөйрөдө сынышы.

Дагы, ар кандай тажрыйбалар абада жүргүзүлгөндүктөн, биринчи чөйрөнүн милдетин аба аткарат, ал эми экинчи чөйрө катарында тунук (мисалы, айнек, суу сымалдуу) нерселер алынат. Көп учурларда абаны боштук катарында эсептешет. Анткени жарыктын абадагы ылдамдыгы (υ_1) анын боштуктагы ылдамдыгына абдан жакын болот. Ал эми жарыктын боштуктагы ылдамдыгы ($\upsilon_ж = c$) физикада өтө так аныкталган жана физикадагы негизги турактуу чондуктардын бири болуп саналат. Натыйжада жарыктын абадагы ылдамдыгы “с” дайыма бизге белгилүү чоңдук. Механикадан (Джапаров Р.Д., Асанбаева Д.А. Физика курсу. 1 том. Окуу китеби. Бишкек: “Текник” басма борбору. 2013-ж. § 101, 181.б.) бизге белгилүү болгондой толкундун ылдамдыгы (υ), узундугу (λ) жана сызыктуу жыштыгы (ν) төмөнкүдөй байланышта болушат: $\upsilon = \lambda \cdot \nu$ (9.1.4). Биринчи чөйрөдөгү, б.а. абадагы (боштуктагы) жарык үчүн $\upsilon_1 = c$, ал эми экинчи чөйрө үчүн υ υ десек, анда (9.1.3) туюнтма $n_{21} = \dfrac{c}{\upsilon}$ (9.1.5) болот. Бул жерде (9.1.4) туюнтманы абадагы (боштуктагы) жана экинчи чөйрөдөгү ак жарык үчүн жазалы $\upsilon_1 = c = \lambda_0 \nu$ (9.1.6); $\upsilon_2 = \upsilon = \lambda \cdot \nu$ (9.1.7). Мында толкундук теория боюнча жарыктын бир чөйрөдөн экинчиге өткөндө анын жыштыгынын өзгөрбөгөндүгү эске алынды, б.а. $\nu_1 = \nu_2 = \nu$ болот. Анда (9.1.6) менен (9.1.7)ни (9.1.5)ке коюп $n_{21} = \dfrac{\lambda_0}{\lambda_1}$ (9.1.8) алабыз. Биринчи чөйрө катарында боштукту алып, ал эми экинчи чөйрө – тунук нерсени карап (9.1.5) ти төмөнкүчө жазабыз: $n_{21} = n = \dfrac{c}{\upsilon}$ (9.1.9). Мында n– тунук нерсенин боштукка (вакуумга) салыштырмалуу сынуу көрсөткүчү. Бул жерде nди нерсенин абсолюттук сынуу көрсөткүчү дейт. Эгерде эки тунук нерселер үчүн (9.1.9) ду жазсак: $n_1 = \dfrac{c}{\upsilon_1}$; $n_2 = \dfrac{c}{\upsilon_2}$ болот, ал эми (9.1.8)ди жазсак $n_1 = \dfrac{\lambda_0}{\lambda_1}$; $n_2 = \dfrac{\lambda_0}{\lambda_2}$ (9.1.8а) болот. Мында λ_1, λ_2– биринчи (n_1) жана экинчи (n_2) чөйрөлөрдөгү жарыктын толкун узундуктары. Натыйжада нерсенин абсолюттук сынуу көрсөткүчүн өлчөш үчүн жарыктын боштуктагы (с) жана чөйрөдөгү ылдамдыгын (υ) же анын боштуктагы (λ_0) жана чөйрөдөгү толкун узундугун (λ) билүү жетиштүү.

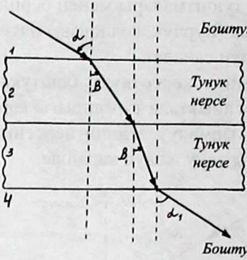
Ошентип (9.1.1), (9.1.3) жана (9.1.9) туюнтмалары менен берилген жарыктын сынуу закону геометриялык (нурдук, колдонмо) оптиканын (жарыктын) негизги закондору болуп саналат.

Жогоруда, нерсенин абсолюттук сынуу көрсөткүчү боштукка салыштырмалуу (9.1.9) формуласы менен аныктала тургандыгы көрсөтүлдү. Бул жерде, бир нерсеге салыштырмалуу экинчи нерсенин сынуу көрсөткүчүн аныктоочу формуланы алуу жолун карайлы.



9.1.2а-сүрөт. Биринчи чөйрөгө (1) түшкөн жарыктын эки (2,3) чөйрөлөрдө сынышы.

9.1.2а-сүрөттө көрсөтүлгөндөй биринчи чөйрө боштук (вакуум), экинчи чөйрө тунук нерсе жана үчүнчү чөйрө кайрадан боштук. Жарыктын нерсеге түшүү бурчу (a) нерседен чыгуу бурчуна (a_1) барабар болот $a=a_1$. Муну айкындоо үчүн жарыктын сынуу законун 9.1.2а-сүрөттө көрсөтүлгөн эки учур үчүн жазалы: 1-чөйрө аркылуу өткөн (түшкөн) жарык 2-чөйрөдө сынат, б.а. $\dfrac{\sin\alpha}{\sin\beta}=\dfrac{c}{\upsilon}=n$ (9.1.10); 2 – чөйрөдө сынып 3-чөйрөгө чыккан (сынган) жарык, б.а. $\dfrac{\sin\beta}{\sin\alpha_1}=\dfrac{\upsilon}{c}=\dfrac{1}{c/\upsilon}=\dfrac{1}{n}$ (9.1.11) болот. Бул эки туюнтмаларды көбөйтүп $\dfrac{\sin\alpha}{\sin\beta}\cdot\dfrac{\sin\beta}{\sin\alpha_1}=n\cdot\dfrac{1}{n}$, $\dfrac{\sin\alpha}{\sin\alpha_1}=1$ (9.1.12) алабыз. Мындан $a=a_1$ алынат. Ошентип жарыктын нерсеге түшүү бурчу (a), анын ушул нерседен чыгуу бурчуна (a_1) барабар болот.



9.1.2,б-сүрөт б) Биринчи чөйрөгө(1) түшкөн жарыктын үч (2,3,4) чөйрөлөрдө сынышы.

Эгерде боштуктагы (1-чөйрө) жарык эки тунук нерседен (2 жана 3-чөйрөлөрдө) сынып, 4-чөйрөгө чыкса, анда дагы 9.1.2а-сүрөттөгүдөй болуп, 9.1.2б-сүрөттө $a=a_1$ болот, б.а. 1-боштуктагы түшкөн нур, 4-боштукта чыккан нурга жарыш болот. 9.1.2б-сүрөттөгү учур үчүн жарыктын сынуу закондорун жазалы: $\dfrac{\sin\alpha}{\sin\beta}=\dfrac{c}{\upsilon_1}=n_1$ (9.1.13);

$$\frac{\sin\beta}{\sin\beta_1}=\frac{\upsilon_1}{\upsilon_2}=\frac{c}{\upsilon_2\dfrac{c}{\upsilon_1}}=\frac{n_2}{n_1}=n_{21} \quad (9.1.14);$$

$\dfrac{\sin\beta_1}{\sin\alpha_1}=\dfrac{\upsilon_2}{c}=\dfrac{1}{\dfrac{c}{\upsilon_2}}=\dfrac{1}{n_2}$ (9.1.15). (9.1.13) жана (9.1.15) туюнтмаларды өз ара көбөйтүп $\dfrac{\sin\alpha}{\sin\beta}\cdot\dfrac{\sin\beta_1}{\sin\alpha_1}=n_1\cdot\dfrac{1}{n_2}=n_{12}$ (9.1.16) алабыз.

Мында (9.1.14) жана (9.1.16) туюнтмалардан $n_{12}=\dfrac{n_1}{n_2}$ (9.1.17а) жана $n_{21}=\dfrac{n_2}{n_1}$ (9.1.17б) алынды.

Бул жерде n_{12} чоңдугу биринчи чөйрөнүн экинчи чөйрөгө салыштырмалуу сынуу көрсөткүчү, ал эми n_{21} чоңдугу экинчи чөйрөнүн биринчи чөйрөгө салыштырмалуу сынуу көрсөткүчү. Ошентип (9.1.17а) жана (9.1.17б) туюнтмаларынан көрүнгөндөй бир чөйрөнүн экинчи чөйрөго салыштырмалуу сынуу көрсөткүчү (n_{21} жана n_{12}) бул чөйрөлөрдүн абсолюттук сынуу көрсөткүчтөрүнүн (же жарык ылдамдыктарынын υ_1, υ_2) катыштарына барабар, б.а.

$$n_{12} = \frac{n_1}{n_2} = \frac{\upsilon_2}{\upsilon_1} \text{ же } n_{21} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{\upsilon_1}{\upsilon_2} \qquad (9.1.18).$$

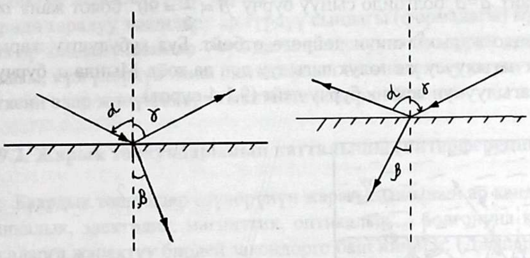
Эгерде $n_{21} \succ 1$ болсо, анда экинчи чөйрө биринчи чөйрөгө караганда оптикалык жактан тыгыз болот.

Нерсенин бетине түшкөн жарыктын чагылышы же сынышы үчүн төмөнкү шарттар аткарылышы керек:

а) эки чөйрөнүн чеги болгон бет абдан жалпак жана жылмакай болуусу зарыл;

б) эки чөйрөнүн чеги болгон бетин өлчөмү ага түшкөн жарыктын толкун узундугунан алда канча чоң болуусу абзел.

Экинчи чөйрөгө өткөн (сынган) жарыктын таралуу багыты өзгөрөт. Бул багыт сынуу бурчу (β) менен аныкталат. Эгерде жарык эки чөйрөнүн чегин түзгөн бетке тик (нормаль боюнча) түшсө (түшүү бурчу а=0^0 болсо), анда бул жарык сынбайт, б.а. экинчи чөйрөгө өтүүдө түшкөн багытын өзгөрбөйт.



9.1.3,а-сүрөт *9.1.3,б-сүрөт*

Түшкөн, чагылган, сынган нурлар жана алардын кайтаруучулугу (обратимость).

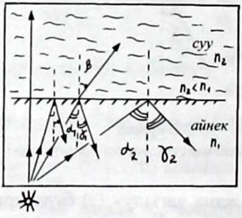
9.1.3а-сүрөттө түшүү (a), сынуу (β) жана чагылуу (γ) бурчтары тиктикке (нормальга) карата аныкталаары көрсөтүлгөн. Натыйжада түшкөн нур менен тиктик (нормаль) түшүү бурчун (a), сынган нур менен тиктик (нормаль) сынуу бурчун (β) жана чагылган нур менен тиктик (нормаль) чагылуу бурчун (γ) түзүшөт. Ушул үч нурлар жана тиктик (нормаль) бир тегиздикте жатышат, дагы түшүү бурчу дайыма чагылуу бурчуна барабар болушат: a=γ.

Эгерде чагылган нурду артка кайырса (түшүрсө), ал түшкөн нурдун багытына каршы чагылат 9.1.3б-сүрөт. Бул кубулушту, жарык нурлардын жолунун кайтаруучулугу (обратимость) дейт.

Жарыктын чагылуусунун ушул законлоруна баш ийгендигин жарыктын күзгүдөй чагылуусу дешет. Эгерде жарыктын күзгүдөй чагылуу шарты аткарылбаса, анда мындай чагылууну чачыраган (тараган, диффузияланган) чагылуу дейт.

Түшкөн жана сынган нурлар өз ара кайтаруучулук касиетине ээ, б.а. түшкөн нурду сынган нур боюнча жибергенде, ал мурунку түшкөн нур боюнча сынат (Бул учур сүрөттө көрсөтүлгөн эмес).

Жарыктын түшүү, чагылуу жана сынуу закондору бир тектүү (однородный), бирдей багытуу (изотропный, баардык тараптары бирдей) жана жарыкты жутбаган чөйрөлөр үчүн аткарылат. Эгерде жарык нурлары оптикалык тыгыз чөйрөдөн (мисалы айнектен, 1) оптикалык жактан тыгыздыгы азыраак чөйрөнүн (мисалы суунун, 2) чегине түшсө, анда түшүү бурчу $\alpha = \alpha_r (\sin\alpha_r = n_{21})$ болгондо жарык сынбайт. a=a_r болгондо сынуу бурчу $\beta = \dfrac{\pi}{2} = 90^0$ болот жана $\alpha \succ \alpha_r$ болгондо жарык экинчи чөйрөгө өтбөйт. Бул кубулушту жарыктын толук чагылуусу же толук чагылуу деп да коёт. Мында a_r бурчун толук чагылуунун чектик бурчу дейт (9.1.4-сүрөт).



9.1.4-сүрөт. Жарыктын толук чагылуусу.

(9.1.18) туюнтмасынан алынган $\dfrac{n_1}{n_2} = \dfrac{\upsilon_2}{\upsilon_1}$ катыш жарыктын биринчи бир тектүү чөйрөдөн экинчисине өткөн учурду мүнөздөйт. Бул катыштан $n_1\upsilon_1 = n_2\upsilon_2$ барабардыгы чыгат, б.а. жалпыласа $n\upsilon = const$ (9.1.19) болот. Эгерде (9.1.19)ду убакыт аралыгына (Δt) көбөйтсө

$n\upsilon \cdot \Delta t = const$ (9.1.20) алынат. Мында $(\upsilon \cdot \Delta t) = s -$ жарык өткөн геометриялык жол. Анда (9.1.20) $n \cdot s = const$ (9.1.21) болот. $ns=l$ (9.1.22) чоңдугу жарыктын оптикалык жолунун узундугу деп аталат жана жарыктын чөйрөдө басып өткөн жолун мүнөздөйт. Бул жерде (9.1.8а) туюнтмасын $n = \frac{\lambda_0}{\lambda}$ (9.1.23) түрдө жазып жана аны (9.1.22) ге коюп $l = \frac{\lambda_0}{\lambda} \cdot s$ (9.1.24) алынат. Ошентип оптикалык узундук (l) толкун узундук (λ) менен туюнтулуп калды. Ошондуктан оптикалык узундукту (l) жарыктын чөйрөдөгү толкун узундугу (λ) менен өлчөнгөн анын геометриялык узундугу дейт. Мында λ_0– жарыктын боштуктагы толкун узундугу. Натыйжада жарыктын (ар кандай нурдануунун) оптикалык узундугу (l) анын боштуктагы (λ_0) жана чөйрөдөгү (λ) толкун узундуктарынын катышынан $\left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)$, дагы чөйрөнүн геометриялык узундугунан (s) көз каранды. Акырында, жогоруда жалпак, тунук, бир тектүү нерселер үчүн каралган жарыктын сынуу, чагылуу жана чөйрөдө таралуу закондору ар түрдүү сындагы (формадагы) күзгүлөр жана ар кандай линзалар үчүн дагы колдонууга болоорун эске тутагылы дагы, күзгүлөрдүн жана линзалардын өзгөчөлүктөрүн унутбайлы. Анткени алар жөнүндө орто мектепте кеңири айтылган.

§ 9.2. Жарык толкундарынын катталышы (интерференциясы)

Баардык толкундар өзүлөрүнүн жаратылышынын ар кандай (механикалык, электрдик, магниттик, оптикалык...) болгонуна карабастан аларга жарактуу бирдей закондорго баш ийишет. (Джапаров Р.Д., Асанбаева Д.А. Физика курсу. Том 1. Окуу китеби. Бишкек “Текник” басма борбору. 2013-ж. § 113, 193 б.). Макулдашылган (когеренттүү) толкундар катталышканда (кошулганда) бири-бирин күчөтүү же басаңдатуу кубулушу *толкун катталуусу (интерференциясы)* деп аталат. Бул кубулушту англис физиги Томас Юнг (1773-1829-ж.) “интерференция” деп атаган.

Макулдашылган (когеренттик) толкундар деп жыштыктары $(\omega_1 = \omega_2 = \omega)$ бирдей, бир багытта таралган, фазаларынын айырмасы турактуу $(\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = const)$ эки же андан көп толкундар аталат. Ал эми макулдашылган толкундарды чыгарган булактар *макулдашылган (когеренттик) булактар* деп аталат.

Бирдей жыштыктагы жана бирдей багыттагы эки толкун чөйрөдө таралып жатат дейли. Бул чөйрөнүн ар бир бөлүкчөсү (атому, молекуласы) эки толкундун таасири менен бир эле убакытта эки термелүүгө катышат:

$x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1)$ (9.1.1), $x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$ (9.1.2). Бул учурда чөйрөнүн ар бөлүкчөсү (9.1.1) жана (9.2.2) теңдемелерди кошкондон келип чыккан теңдемеге (Джапаров Р.Д., Асанбаева Д.А. Физика курсу. Том 1. Б.: "Текник". § 35, 2013 ж. 70÷74 б.): $x = A\cos(\omega t + \varphi)$ (9.2.3) туура келүүчү жыйынтыктоочу термелүүгө катышат. Мында $A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ (9.2.4). Ушул (9.2.4) туюнтма толкундардын катталышын (интерференциясын) мүнөздөгөндүктөн аны интерференциянын теңдемеси деп да коюшат.

Механикалык толкундар сыяктуу эле когеренттүү (макулдашылган) жарык толкундары катталышканда (интерференцияланышканда) бири-бирин күчөтүшөт же басаңдатышат. Бул кубулушту жарыктын катталышы (интерференциясы) дешет. Макулдашылган толкундар (E_1, E_2), биринчиден, бирдей жыштыктуу ($\nu_1 = \nu_2$, монохроматикалык), же толкун узундуктары бирдей ($\lambda_1 = \lambda_2$), б.а. $\nu_1 = \nu_2 = \nu$ же $\lambda = \lambda_2 = \lambda$. Экинчиден, эки (же андан көп) толкундардын фазаларынын айырмасы ($\Delta\varphi$) турактуу калыш керек, б.а. $\Delta\phi = \varphi_1 - \varphi_2 = const$ болот. Үчүнчүдөн, алар (E_1, E_2) бир тегиздикте термелиши зарыл.

Жарыктын интерференция (катталыш) кубулушун түшүндүрүү үчүн эки жарык толкунун теңдемелерин төмөнкү түрдө жазып алалы:

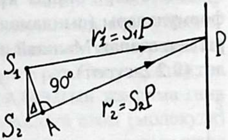
$$E_1 = E_{01} \sin\left(2\pi\nu\, t - \frac{2\pi\, r_1}{\lambda}\right) \ (9.2.5), \quad E_2 = E_{02} \sin\left(2\pi\nu\, t - \frac{2\pi\, r_2}{\lambda}\right) \ (9.2.6).$$

Мында E_{01} жана E_{02} чоңдуктары E_1 жана E_2 жарык толкундардын эң чоң маанилери (амплитудалары). Ал эми r_1, r_2– эки жарык толкундун басып өткөн жолдору.

Бул эки теңдемени (9.2.5 жана 9.2.6) кошуп алгандагы жарык толкундун эң чоң мааниси (амплитудасы) механикалык толкундардын интерференциясынын тендемесине (9.2.4) сымал төмөнкүдөй туюнтма менен жазылат:

$E_0 = \sqrt{E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01} \cdot E_{02} \cdot \cos(\Delta\varphi)}$ (9.2.7); мында $\Delta\varphi = 2\pi\frac{\delta}{\lambda}$ (9.2.8), ал эми

$\delta = \Delta = r_2 - r_1$ чоңдугу толкун жүрүштөрүнүн оптикалык айырмасы деп аталат (9.2.1-сүрөт).



9.2.1-сүрөт. Жарык толкундардын катталуусу (интерференциясы).

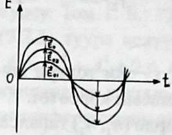
Бул 9.2.1-сүрөттө $S_2A = \delta = \Delta = (r_2 - r_1)$ чоңдугу эки толкун жүрүштөрүнүн (E_1, E_2) оптикалык жолдорунун айырмасын көрсөтөт.

Эгерде жарык толкундары ар түрдүү чөйрөлөрдө (n_1, n_2) таралса, анда жарык жүрүштөрүнүн оптикалык жолдорунун айырмасы колдонулат:

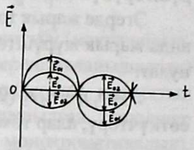
$\Delta = n_1 r_1 - n_2 r_2$ (9.2.9), мында n_1 жана n_2– чөйрөлөрдүн сынуу көрсөткүчтөрү, алар төмөнкүчө табылат:

$n = \frac{\lambda_0}{\lambda}$ (9.2.10), мында λ_0– жарык толкунунун баштуктагы толкун узундугу, ал эми λ– жарык толкундун ушул чөйрөдөгү толкун узундугу. Ар кандай чөйрөдө толкундардын толкун узундуктары өзгөрөт, ал эми толкундардын жыштыктары өзгөрбөйт. Чөйрөдө таралган эки толкундун фазаларынын айырмасы $(\varphi_1 - \varphi_2) = \Delta\varphi$ төмөнкүдөй жазылат: $\Delta\varphi = 2\pi\frac{\Delta}{\lambda}$ (9.2.11).

Когерентүү (макулдашылган) толкундардын интерференция (катталышуу) формуласын (9.2.7) иликтеп чыгалы. Андагы фазаларынын айырмасы (Δφ) төмөндөгүдөй маанилерге ээ болгон эки толкун бири-бирин күчөтөт: $\Delta\varphi = 2\pi \cdot k$ (9.2.12), мында $k = 0,1,2,3,....$ Бул учурда (9.2.7) туюнтмадан $E_0=E_{01}+E_{02}$ (9.2.13) келип чыгат да толкундун кошундусунун эң чоң мааниси (амплитудасы) чоңоёт жана аны *интерференциялык максимум* деп атап коюшат, анткени толкундардын ургаалдуулугу (интенсивдүүлүгү, J) амплитуданын квадратына пропорциялаш болот: J~E_0^2. Демек жарыктын интенсивдүүлүгү максимумга жетет: $J=J_{max}$ (9.2.14). (9.2.8) жана (9.2.12) туюнтмаларынан (сындамаларынан) $2\pi k = 2\pi\frac{\delta}{\lambda_0}$ алынса, андан $\delta = 2k\frac{\lambda_0}{2}$ (9.2.15) келип чыгат. Демек, толкун жүрүштөрүнүн айырмасы (δ) жуп ($2k$) жарым толкун узундугуна $\lambda_0/2$ туура келген учурдагы эки толкун жолукканда бири-бирин күчөтүшөт. Ошондуктан (9.2.15) жана (9.2.12) формулалары (сындамалары) интерференциялык максимум шарттары деп аталат. Мындай шарттагы катталуу сүрөтү төмөндө көрсөтүлөт (9.2.2-сүрөт).



9.2.2-сүрөт. Жарык толкундардын бири-бирин күчөтүшү.



9.2.3-сүрөт. Жарык толкундардын бири-бирин басаңдатышы.

Эми жарык толкундарынын бирин-бири басаңдатчу учурун карайлы. Эгерде катталуучу (кошулуучу, интерференциялануучу) эки толкундун фазалар айырмасы $\Delta\varphi = (2k+1)\pi$ (9.2.16) болсо жана муну (9.2.6) менен барабарласак, анда төмөнкү формула (сындама) алынат: $\delta = (2k+1)\cdot\frac{\lambda_0}{2}$ (9.2.17), мында да $k = 0,1,2,3,....$ Демек, эгерде толкун жүрүштөрүнүн айырмасы (δ) так санга ($2k$+1) барабар болгон жарым толкун (басаңдоо, начарлоо) узунгудугуна $\left(\frac{\lambda_0}{2}\right)$ туура келсе, анда интерференциялык минимум пайда болот экен. Анда $E_0=E_{01}+E_{02}$ (9.1.18) болот да жарык ыргаалдуулугу азаят $J=J_{min}$ (9.1.19). Бул учурдагы сүрөт төмөнкүдөй (9.2.3-сүрөт) болот.

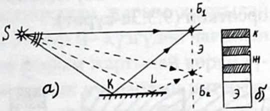
§ 9.3. Жарыктын катталуу (интерференция) кубулушун алуунун жолдору

Жогоруда (§ 9.1; § 9.2) айтылгандай, жарыктын катталуу (интерференция) кубулушун ишке ашырыш үчүн, өз ара макулдашылган (когеренттүү) эки жарык булагын алуу зарыл. Ал эми бул макулдашылган жарык булактарынан чыккан толкундар бирдей жыштыкка (демек бирдей толкун узундукка) ээ болушат жана алардын фазаларынын (абалдарынын) айырмасы өзгөрбөй турактуу ($\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = const$) болот. Кадимки шартта, эки жарык булагы макулдашылган жарык нурларын чыгара алышбайт. Анткени, жарык чыгарган бөлүкчөлөр (атом, молекула ж.б.) башаламан кыймылда болушкандыктан убакыттын өтүшү менен алардын чыгарган электромагниттик нурлардын фазалары дагы тынымсыз башаламан өзгөрүп турат. Ошондуктан, өз ара макулдашылган (когеренттүү) эки жарык булагын жасалма гана жол менен алууга аргасыз болобуз. Ушул максатта атом (молекула) чыгарган ар бир жарык толкунун бир жерде экиге ажыратылып жана башка бир жерде алар кезигишет. Бул эки жарык толкуну ажырашкандан кезикkенге чейин эки башка чоңдуктагы жолду басып өтүшөт. Когеренттүүлүктү сакташ үчүн жарык нурлары басып өткөн чөйрөнүн касиети өзгөрбөшү керек, б.а. жарык өткөн чөйрө бир тектүү болушу зарыл.

Жогоруда айтылган ыкма менен жарык нурларынын катталышын (интерференциясын) ишке ашыруунун бир нече жолуна токтолобуз.

I. Ллойдун ыкмасы.

S жарык булагынан чыккан когеренттүү 2 толкун эки башка чоңдуктагы жолдорду ($SБ_1$ *жана* $SKБ_1$) басып өтүшүп $Б_1$ чекитинде кошулушат, б.а. катталышат (интерференцияланышат). Ушундай эле когеренттүү 2 толкундун катталышы $Б_2$ чекитинде да көрсөтүлгөн (9.3.1 а-сүрөт).

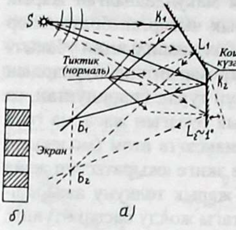


9.3.1,а,б-сүрөт. Жарык нурларынын катталышын (интерференциясын) алуунун Ллойдук ыкмасы.

Бул катталышуулардын жыйынтыгы когеренттүү (макулдашылган) жарык нурларынын фазалар айырмасы [Δ=($SKБ_1$–$SБ_1$] же [Δ=($SLБ_2$–$SБ_2$] менен аныкталат. Э– экранда интерференциялык күчөтүлгөн (Ж) жана басаңдатылган (К) өз ара кезектешүүчү интерференциялык тилкелер көрсөтүлгөн (9.3.1 б-сүрөт). Мында *К*– экрандагы караңгы тилке, *Ж*– жарык тилке.

2. Френельдин бикүзгүсү (кош күзгүсү).

Френельдин кошкүзгүсү өз ара 1°ка бурулган 2 күзгүдөн турат (9.3.2а-сүрөт).

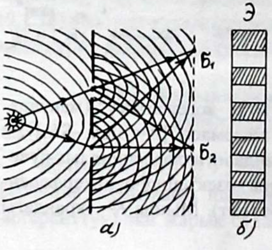


9.3.2-сүрөт. Жарык нурларынын катталышын (интерференциясын) алуунун Френельдик бикүзгүсү (кош күзгүсү).

Бир жарык булагынан (*Sтен*) чыккан кош нурлар (мисалы, SK_1, SK_2 же SL_1, SL_2 ж.б.) кош күзгүдөн чагылып, $Б_1$, $Б_2$ ж.б. чекиттерде кесилишет. Бул кош нурлар өз ара кесилишкенге дейре ар түрдүү чоңдуктагы жолдорду басып өтүшкөндүктөн $[\Delta_1=(SK_1Б_1-SK_2Б_1]$; $[\Delta_2=(SL_1Б_2-SL_2Б_2]$, алардын $Б_1$, $Б_2$ ж.б. чекиттериндеги фазалары бирдей болбойт. Ошондуктан экранда (9.3.2б-сүрөт) интерференциянын (катталуу) тилкелери (жарык жана караңгы) пайда болот.

3. Юнгдун ыкмасы.

Макулдашылган (когеренттүү) толкундарды алуу ыкмасын эң алгачкылардан болуп XIX кылымдын башында англис окумуштуусу Т.Юнг (1773–1829 ж.) механикалык (суу бетиндеги) толкундар үчүн көрсөткөн (9.3.3а-сүрөт).



9.3.3а,б-сүрөт. Жарыктын нурларынын катталышын (интерференциясын) алуунун Юнгдук ыкмасы.

Ушул жөнүндөгү кеңири маалымат I томдо (Джапаров Р.Д., Асанбаева Дж.А. Физика курсу. Том I. Б.: "Техник". 2013 ж. § 114. 194–197 б.) берилген. Т. Юнгдун ушул ыкмасы макулдашылган (когеренттүү) жарык толкундарын алыш үчүн оптикада жана электромагнетизмде колдонулат.

9.3.3а-сүрөтүндө көрсөтүлгөндөй жалгыз S жарык булагынан 1 жана 2 жарык нурлары эки тешиктен чыгышып $Б_1$, $Б_2$ ж.б. чекиттерде кездешет. Булар макулдашылган толкун (жарык) болуп саналат. Ошондуктан алар экрандын (Э) $Б_1$, $Б_2$ ж.б. чекиттеринде кездешип бирин-бири күчөтүшөт же басаңдатышат. Натыйжада экранда (Э) өз ара кезектешкен жарык жана караңгы тилкелер пайда болот (9.3.3 б-сүрөт).

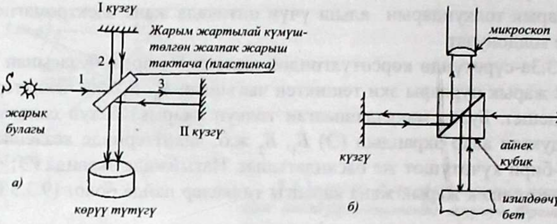
4. Майкльсондун жана Линниктин интерферометрлери (каттагычтары).

Бул ыкмада жарык толкунду экиге ажыратыш үчүн күмүштүн жарым жартылай тунук жука катмарын айнекке буулантып жабыштырат. Мында бир нур күмүштүн жука катмарынан чагылат, экинчи нур бул катмардан түз багытта өтүп кетет. Ушундай жол менен алынган макулдашылган эки нур күзгүлөрдүн жардамы менен оптикалык аспапка багытталышып интерфренция кубулушун пайда кылышат (9.3.4-сүрөт).

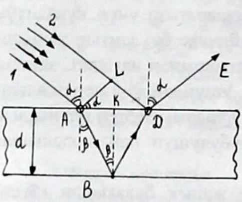
Майкельсондун интерферометринде жарык булагынан (*S*тен) чыккан 1-нур бети күмүш менен жарым жартылай капталаган жалпак жарыш пластинкадан өтүп жатып эки нурга (2чи жана 3чү) ажырайт.

2– нур I– күзгүдөн чагылып, пластинкадан жарым жартылай өтөт жана көрүү түтүгүнө түшөт. Ал эми 3– нур II– күзгүдөн чагылып кайрадан күмүштөлгөн бетке түшөт жана жарым жартылай көрүү түтүгүнө жетет. Ошентип көрүү түтүгүндө жарык нурлардын интерференциясын байкоого болот. Анткени жарык нурлардын басып өткөн жолдорунун айырмасы күзгүнүн пластинкага карата болгон абалы жана бул пластинканын калыңдыгы менен аныкталат (9.3.4а-сүрөт).

Линниктин интерферометринде жарык нурун эки когеренттүү (макулдашылган) нурларга ажыратуу Майкельсондун интерферрометриндегидей эле ишке ашат. Бир күзгүнүн милдетин изилдөөчү нерсенин бети аткарат, ал эми жартылай күмүштөлгөн пластинканын милдетин эки бөлүктөн турган кубиктин диагоналдык бети аткарат (9.3.4б-сүрөт).



9.3.4а,б-сүрөт. Жарыктын нурларынын катталышын (интерференциясын) алуунун Майкельсон жана Линниктин ыкмалары.



9.3.5-сүрөт

5. Тунук жука пластинкалар (кабыкчалар) ыкмасы.

9.3.5-сүрөттө калыңдыгы (d) бирдей жалпак жарыш тунук пластинка көрсөтүлгөн. Пластинкага калыңдыгы *AL* болгон жалпак жарыш нурлар (1-2) *α* бурчу менен түштү. Биринчи (1) нур пластинкада сынып В чекитинде чагылат жана *D*– да кайрадан сынып, *DF* сызыгы боюнча экранга түшөт.

9.3.5-сүрөт. Жарыктын нурларынын катталышын (интерференциясын) алуунун тунук жука пластинкалар (кабыкчалар) ыкмасы.

Эми 2– нур *D*– чекитинде *a*– бурчу менен пластинкадан чагылып *DE* түз сызыгы боюнча экранга түшөт. Натыйжада пластинканын бетине *А*дан *D*га чейинки ар бир чекитке түшкөн нурлар чагылышат жана пластинкада сынышып..... экранда кезигишип интерференция кубулушун жарык жана караңгы тилкелер түрүндө көрсөтөт.

Төмөнкү четки 1– нур пластинка боюнча АВ+ВД аралыгын Δt убакыт аралыгында “с” ылдамдыгы менен басып өткөнчө, 2– нур абада *LD–DE* аралыгын c_0 ылдамдыгы менен басып өтөт. Пластинканын сынуу көрсөткүчү *n* аныктамасы боюнча $n = \frac{c_0}{c}$ (9.3.1) барабар. Мында c_0 жарыктын боштуктагы (абадагы) ылдамдыгы белгилүү чоңдук.

$$AB = BD; \quad \cos\beta = \frac{BK}{AB}; \quad c = \frac{AB}{\Delta t}; \quad \Delta t = \frac{AB}{c} = \frac{AB}{c_0}\cdot n; \quad AB = \frac{BK}{\cos\beta};$$

$$BK = d; \quad \cos\beta = \frac{BK}{AB}; \quad \Delta t = \frac{BK\cdot n}{\cos\beta\cdot c_0} = \frac{d\cdot n}{\cos\beta\cdot c_0}; \quad AB + BD = \frac{2d}{\cos\beta};$$

$$2\Delta t = \frac{2d\cdot n}{\cos\beta\cdot c_0}.$$

Ушул $2\Delta t$ убакыт аралыгында 2-нур c_0 ылдамдыгы менен $LD + DE = c_0\cdot 2\Delta t$ аралыгын басып өтүп 1-нурдан алдыга кетип экранга (Э) түшөт.

2-нурдун 1-нурду канча аралыкка (Δ) озуп кеткенини табалы. Анткени бул чоңдук эки (1 жана 2) нурдун басып өткөн жолдорунун айырмасы болуп саналат. $\frac{LD}{AD} = \sin\alpha$; $AD = 2\cdot AK = 2d\frac{AK}{d} = 2d\,tg\beta$. Анда

$$\Delta = DE = c_0\cdot 2\cdot\Delta t - LD = \frac{2\cdot d\cdot n}{\cos\beta} - AD\cdot\sin\alpha = \frac{2\cdot d\cdot n}{\cos\beta} - 2\cdot d\cdot tg\beta\sin\alpha$$

$$\Delta = \frac{2d\cdot n}{\cos\beta} - 2d\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}\frac{\sin^2\beta}{\cos\beta} = \frac{2\cdot d\cdot n}{\cos\beta} - 2d\cdot n\cdot\frac{\sin^2\beta}{\cos\beta} = \frac{2dn(1-\sin^2\beta)}{\cos\beta} =$$

$$= \frac{2\cdot d\cdot n}{\cos\beta}\cos^2\beta = 2\cdot d\cdot n\cos\beta$$

Анда $\Delta = 2dn\cos\beta = 2d\sqrt{n^2 - n^2\cdot\sin^2\beta} = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}$

$\cos\beta = \sqrt{1-\sin^2\beta}$.. Анткени $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n$ же $n^2\sin^2\beta = \sin^2\alpha$

Жарык толкуну оптикалык тыгыздыгы чоң чөйрөдөн чагылса, ал жарым толкун узундугун жоготот. 2-нур дагы D чекитинде чагылганда жарым толкунун жоготот. Ошентип 1-нур менен 2-нурдун басып өткөн жолдорунун айырмасы $\Delta = 2dn\cos\beta - \frac{\lambda}{2} = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} - \frac{\lambda}{2}$ (9.3.2) болот.

Эгерде $\Delta = \frac{(2k-1)\lambda}{2}$, мында $k = 1, 2, 3, ...$, болгондо 1 жана 2 нурлар бирин-бири жоюшат. Эгерде $\Delta = 2k\frac{\lambda}{2}$ болсо, 1 жана 2 нурлар бирин-бири күчөтүшөт. k– чоңдугу максимум (max) жана минимумдун (min) тартиби деп аталат.

Эгерде (9.3.2) формуладагы турактуу чондуктар d, n жана a өзгөрмөлүү болсо, анда жарык толкундардын (1 жана 2 нур) катталуу сүрөттөрү өзгөрөт.

Жарыктардын катталуусу (интерференциясы) илимде жана техникада кеңири колдонулат:

а) жарыктын толкун узундугун чоң тактыкта аныктоодо, б.а. тегеле узундукту абдан так аныктоого жардам берет.

б) нерсенин бетин жылмалоонун (полировканын) сапатын текшерет.

в) оптикалык тунук нерселердин бир тектүүлүгүн аныктайт.

г) катуу нерселердин кеңейишин аныктайт (дилатометр).

д) газ, суюк жана катуу нерселердин сынуу көрсөткүчүн аныктайт (рефрактометр).

е) ар кандай заттардын спектр түзүлүшүн аныктайт.

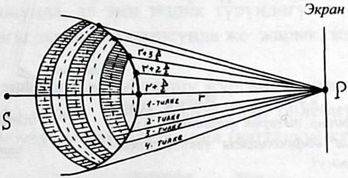
§ 9.4. Толкундун экиге ажырашы (дифракциясы)

Эгерде ар кандай толкундун жолуна тоскоолдук коюлса жана ал тоскоолдуктун өлчөмү (d) толкун узундугуна (λ) жакын болсо ($d \approx \lambda$), анда толкун экиге ажырайт да, бири түз бойдон кетсе, экинчиси көлөкө болчу жакка багытталат. Бул кубулуш *"толкундун экиге ажырашы" (дифракциясы)* деп аталат. Бул кубулуш баардык толкундардын түрлөрүнө таандык. Ал эми жарык толкундарын алсак, алардын толкун узундуктары 0,38÷0,76 *мкм* аралыктарында болгондуктан, тоскоолдуктун өлчөмү да ушундай кичине болушу керек, ал эми рентген нуру жана гамма-нурлары үчүн тоскоолдуктун өлчөмү (d) андан да кичине болушу зарыл. Радио толкундары үчүн тоскоолдуктардын өлчөмдөрү миллиметр, сантиметр, дециметр, метр жана андан да чоң болушат.

Экиге ажыроо (дифракция) кубулушунун назариятын (теориясын) табуу кыйынчылыкты туудурган жана көп окумуштуулар анын үстүндө иштеген. Алардын ичинен Френель оңой жолун тапкан. Ал назарият (теория) боюнча толкун чегинин бети (фронту) *“Френель тилкелери” (зоналары)* деген тилкелерге бөлүнөт. Эки жанаша турган тилкелерден чыккан толкундар бири-бирине карама-каршы абалда (фазада) болушат. Алар кошулганда бири-бирин басаңдатышат. Андыктан экиге ажыроо (дифракция) кубулушу болгон соң сөзсүз интерференциянын сүрөтү пайда болоорун билебиз. Интерференциянын сүрөтү жарык жана караңгы тилкелердин катарынан турат жана аны көрүүгө болот. Ал эми калган толкундар үчүн ал тилкелер көрүнбөйт, андыктан жарык толкуну үчүн бул экиге ажыроо (дифракция) кубулушу төмөндө каралат.

Адегенде ушул Френель тилкелерине таянып жарык эмне үчүн түз сызыктуу тарала тургандыгын карайлы.

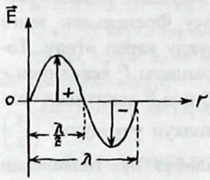
I. Толкун бир чекиттен чыксын жана толкун чегинин бети (фронту) тоголок (сфера) түрүндө болсун. Ушундай тоголок беттен чыккан жарык толкундун экиге ажыроосу Френельдин экиге ажыроосу (дифракциясы) деп аталат. Бул учурду карап өтөлү. Тоголок бет түрүндөгү толкун чегинин бети экрандагы P чекитинен r аралыкта жайланышсын дейли (9.4.1-сүрөт). Ошол P чекитинен толкун бетине чейинки аралыкка улам жарым толкун узундукту $\left(\frac{\lambda}{2}\right)$ кошуп олтуруп бетти көптөгөн тилкелерге бөлөбүз. Бул тилкелерди *Френель тилкеси* дейт. Анткени жарым толкун $\left(\frac{\lambda}{2}\right)$ өткөндөн кийин толкун оң (+) багыттан терс (–) багытка өзгөрөт (9.4.2-сүрөт).



9.4.1-сүрөт. Френельдин дифракциясы (экиге ажыроосу).

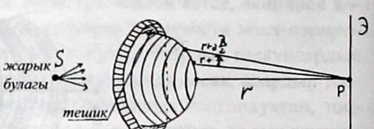
Эгерде толкун жолунда эч кандай тоскоолдук болбосо (9.4.1-сүрөт), биринчи тилкенин экинчи (өйдөңкү) жарымындагы толкун экинчи тилкенин биринчи (астыңкы) жарымындагы толкун менен абалдары (фазалары) карама-каршы болгондуктан экранга (P чекитине) келгенде бирин-бири жоюшат. Ал эми экинчи тилкенин экинчи (астыңкы) жарымы менен үчүнчү тилкенин биринчи (үстүңкү) жарымынан чыккан толкундар бирин-бири жоюшат. Ошентип эки жанаша тилкелерден келген толкундар бири-бирин жоюшат. Ал эми бетке (фронтко) тик багытта тараган жана тоголок (сфералык) беттин артына (солго) кеткен толкундар экранга келип түшпөйт. Ошентип экрандагы P чекитине (9.4.1-сүрөт) биринчи тилкенин биринчи жарымынан гана чыккан толкун келип түшөт. Ошондуктан, S булагынан чыккан жарык түп-түз эле P чекитине келип түшөт жана жарык, тоскоолдук жок болсо, түз сызык боюнча таралат.

P чекитиндеги жарык толкунунун эң чоң электр чыңалышы (E_p) биринчи тилкеден келген толкундун чыңалышынын жарымына барабар болот $E_P = \dfrac{E_1}{2}$ (9.4.1).



9.4.2-сүрөт. Френельдин оң жана терс белгидеги тилкелери.

II. Эми толкун жолуна тегерек тешиги бар тоскоолдук коюлсун дейли (9.4.3-сүрөт).



9.4.3-сүрөт. Жарык нурларынын тегерек тешиктен алынган дифракциясы (экиге ажыроосу).

Тешиктен чыккан толкун бетине жогоруда көрсөтүлгөндөй тилкелерди сызабыз, б.а. Френель тилкелерин табабыз. Мында эки учур байкалат. Биринчиси, тешикке жуп сандагы (m) Френель тилкелери туура келсе, анда толкун биринчи тилкенин биринчи жарымынан жана m– чи тилкенин экинчи жарымынан келген толкундар карама-каршы фазада P чекитине келип бири-бирин басаңдатышат $E_p = \frac{E_1}{2} - \frac{E_m}{2}$ (9.4.2).

Ал эми, тешикке так сандагы тилкелер туура келсе, анда биринчи тилкенин биринчи жарымынан жана акыркы так сандагы тилкенин экинчи жарымынан келген фазалары бирдей толкундар жолугушуп, бири-бирин күчөтүшөт: $E_p = \frac{E_1}{2} + \frac{E_m}{2}$ (9.4.3).

Ошентип толкун жолуна тешиги бар тосколдук коюлганда, эгерде ага жуп сандагы Френель тилкелери туура келсе, экрандын ортосунда кара так пайда болот. Ал эми экрандын ортосуна так сандагы Френель тилкелери туура келсе, анда экран ортосунда ак так пайда болот. Натыйжада, толкун жолуна тегерек тешиги бар тосколдук коюлса, анда экрандын ортосунда же кара так, же ак так пайда болот.

III. Эми толкун жолуна тегерек тосколдукту коёлу.

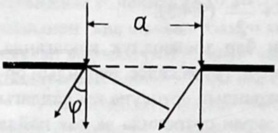
Мында тоголок толкун чегинин биринчи m Френель тилкелерин бул тоскоол тозуп калат (9.4.4а-сүрөт). Андыктан экрандагы P чекитине (m+1) Френель тилкесинин биринчи жарымынан гана толкун келип түшөт. Калган тилкелерден келген толкундар бири-бирин жоюп экранга келишпейт: $E_p \approx \frac{E_{m+1}}{2}$ (9.4.4). Эң кызыгы, тегерек тоскоолду койгондо экрандын так ортосунда дайыма ак жарык пайда болот, анан кара, кайра ак болгон айлана тилкелери пайда болот (9.4.4б-сүрөт). Мындан кызыгы, тосколдун артында (көлөкөсүндө) экрандын так ортосунда жарык пайда болгонунда, ал эми тешик түрүндөгү тосколдун (9.4.3-сүрөт) артындагы экрандын ортосунда же жарык, же кара так пайда болот.

Ошентип экиге ажыроо (дифракция) кубулушу жүргөнүн экрандагы интерференция (катталуу) сүрөтү пайда болгонунан билебиз. Демек дифракция (ажыроо) кубулушу интерференция (катталуу) кубулушу менен коштолот.

9.4.4, а, б-сүрөт. Жарык нурларынын тегерек тосколдуктан алынган дифракциясы (экиге ажыроосу).

§ 9.5. Жылчыкта пайда болгон экиге ажыроо (дифракция) кубулушу. Дифракциялык (экиге ажыратуучу) торчо (решетка)

Туурасы a болгон ичке бир жылчыктан жарык толкуну өтсүн дейли (9.5.1-сүрөт).

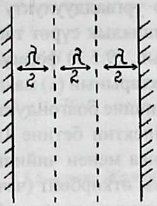


9.5.1-сүрөт. Жалгыз жылчыкта пайда болгон Фраунгофердик (жалпак) дифракция.

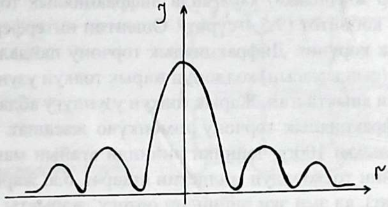
9.5.1-сүрөттө φ бурчу менен бөлүнгөн нурларды линза менен кошкондо экранда интерференция сүрөтү пайда болот, б.а. ак жана кара тилкелер алынат. $a \cdot \sin\varphi = \pm 2k \cdot \dfrac{\lambda}{2}$ (9.5.1) болгондо кара тилке, ал эми $\alpha \cdot \sin\varphi = \pm(2k+1) \cdot \dfrac{\lambda}{2}$ (9.5.2) болгондо ак тилке пайда болот. Мында жарык толкундарынын булагы өтө алыс жайланышкандыктан толкун чегинин бети жалпак болот жана бул учурдагы экиге ажыроо (дифракция) Фраунгофер дифракциясы деп аталат. Жылчыкка туура келген толкун чегинин бети деле Френель тилкелерине бөлүнөт.

Эгерде жылчыкка так сандагы Френель тилкелери туура келсе (9.5.2), анда интерференциялык максимум пайда болуп ак тилке пайда болот (9.5.2.а-сүрөт). Ал эми жылчыкка жуп Френель тилкелери туура келсе интерференциялык минимум орунга ээ болуп (9.5.1) экранда кара тилке пайда болот.

Ошентип экранда ак – кара тилкелер түрүндөгү интерференция сүрөтү көрүнөт. Андагы сүрөттө орто жериндеги тилкенин жарык ургаалдуулугу чоң болот жана анын эки жагында минимум пайда болот. Андан ары кайра максимумдар жайгашат, бирок алардын ургаалдуулуктары азыраак болот (9.5.2б-сүрөт).



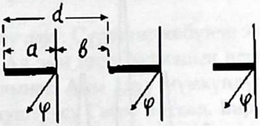
9.5.2,а-сүрөт



9.5.2,б-сүрөт

а) Жалгыз жылчыкта пайда болгон Френель тилкелери; б) экранда пайда болгон интерфенциялык ак-кара тилкелердин жарык ургаалдуулуктары.

Бир (жалгыз) жылчык болгондо экрандын ортосунда максимум пайда болот. Ошондой максимумдарды бири-бирине кошсо алар ого бетер күчөйт, андыктан көп жылчыктарды жасашат. Аны *дифракциялык торчо* деп аташат (9.5.3-сүрөт). Мында “а” – жылчыктын туурасы, ал эми “в” – эки жылчыктын ортосундагы тоскоолдун туурасы. Ал экөөнүн кошундусу (а+в) дифракциялык торчонун мезгили d деп аташат: $d=(a+в)$ (9.5.3).



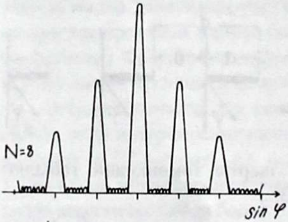
9.5.3-сүрөт. Көптөгөн жылчыктардан түзүлгөн диффракциялык торчо.

Максимумдардын пайда болуу шарты төмөнкүдөй табылат: $d\sin\varphi = \pm k\lambda$ (9.5.3), мында $k = 0,1,2,3,...$

Ал эми минимумдардын шарты $d\sin\varphi = \pm(2k+1)\cdot\frac{\lambda}{2}$ (9.5.4).

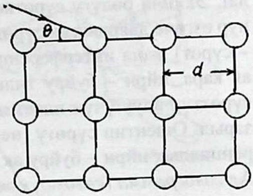
Диффракциялык торчону пайдаланганда максимумдар кошулуп, чоң максимумду пайда кылат, анткени N сандуу жылчыктардын кошунду (жалпы жыйынтыктоочу) амплитудасы $E = N \cdot E_1$ (9.5.4), бир жылчыктын амплитудасынан (E_1) N эсе көп болот (9.5.4). Ал эми бул кошунду амплитуданын жарык ургаалдуулугу (I) төмөнкүдөй болот: $I \sim N^2 \cdot E_1^2 = N^2 \cdot I_1$ (9.5.5), мында I_1– бир (жалгыз) жылчыктан пайда болгон максимумдун ургаалдуулугу (интенсивдүүлүгү). Демек ага (бир жылчыкка) караганда дифракциялык торчо ургаалдуулукту N^2 эсе көбөйтөт (9.5.4-сүрөт). Ошентип интерференциялык сүрөт тагыраак көрүнөт. Дифракциялык торчону пайдаланып, (9.5.3) формуланы (сындамасын) колдонуп жарык толкун узундуктарынын (λ) маанилери аныкталган. Жарык толкун узундугу абдан кичине болгондуктан дифракциялык торчону төмөнкүчө жасашат. Айнектин бетине 1мм аралыкка 100гө чейинки чийинди атайын машинка менен чийишет. Чийин тоскоолдун милдетин аткарат, б.а. жарыкты өткөрбөйт (чачыратат), ал эми эки чийиндин ортосу жарыкты өткөрүүчү жылчык болот.

Жарыкка караганда толкун узундуктары өтө кыска болгон рентген нурлары үчүн дифракциялык торчону колго жасоо мүмкүн эмес. Бирок ага даяр дифракциялык торчо болуп кристаллдар кызмат кылат, анткени аларда атомдор тартип менен жайланышкандыктан атомдор ортосундагы аралык рентген нурларынын толкун узундугуна жакын болгондуктан дифракция кубулуштун болуу шартын түзө алат жана максимум шарты төмөнкүдөй жазылат: $2d\sin\theta = k\cdot\lambda$ (9.5.4), мында λ– рентген толкун узундугу; d– кристаллдын торчосунун мезгили (9.5.5-сүрөт); θ– *тета бурчу* – нур менен кристаллдын бетинин ортосундагы бурч.



9.5.4-сүрөт. Диффракциялык торчодо пайда болгон интерференциялык тилкелердин жарык ургаалдуулуктары.

Рентген нурунун толкун узундугу $(\lambda)0{,}1\div100\,\overset{0}{A}$ же 0,01÷10НМ. $\overset{0}{A}$– узундук бирдиги "ангстрем" деп окулат жана кристаллдарды изилдөөдө көп колдонулат $1\overset{0}{A}=10^{-10}м$.



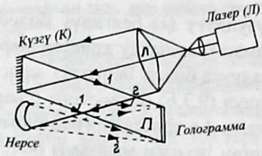
9.5.5-сүрөт. Жалпак кристаллдык торчо.

Эгерде рентген нурунун толкун узундугу (λ) белгилүү болсо, анда жогорку (9.5.6) формуласы (сындамасы) аркылуу кристаллдардын торчосунун мезгилин (d) аныктап алууга болот. Белгисиз кристаллдарды ошентип изилдешет жана ушул (9.3.6) формуланы (сындаманы) *Вульф – Брегг мыйзамы* деп атайт. Ал кристаллографиянын илимде жана технологияда колдоно турган негизги мыйзамы болуп эсептелет. Анткени кристаллдардан алынган дифракциялык кубулуш учурунда пайда болгон интерференция сүрөтүн алып, аны изилдеп криссталлдардын түзүлүшүн аныктайт.

§ 9.6. Голография

Голография – бул көлөмдүк сүрөттү алуу. Сүрөттөр көбүнчө эки өлчөмдүү болуп жалпак бетте алынат. Ал эми голографиянын негизинде үч өлчөмдүү, көлөмдүү сүрөт алынат. Аны алуу мүмкүндүгү бар экендигин 1947-жылы англия окумуштуусу Габор айткан. Бирок аны алуу үчүн макулдашылган (когеренттик), кубаттуу жана туруктуу нурлар керек. Андай нурлардын булагы 1960-жылдарда гана алынган. Ал лазер. Лазердин жардамы менен Э. Лейт жана Дж.Ю. Упатниекс деген америка окумуштуулары ак-кара голографиялык сүрөттү алышкан. Алардан бир аз мурда советтик окумуштуу Денисюк күндүн жарыгы менен түстүү голографиялык (көлөмдүк) сүрөттү алган.

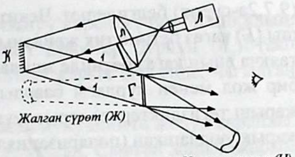
Көлөмдүк сүрөттү (голографияны) алуу жолдорун карап өтөлү. Алар, биз мурда карап өткөн дифракция (экиге ажыроо) жана интерференция (катталуу) кубулуштары менен байланыштуу. Лазерден ($Л$) чыккан макулдашылган (когеренттик) нур линза ($л$) аркылуу жарыш нурларга ажырайт (9.6.1-сүрөт). Анын бир бөлүгү күзгүдөн ($к$) чагылат. Экинчи бөлүгү сүрөткө тартылчу нерседен (*Н*) чагылат. Ал эки нур өзгөчө даярдалган сүрөт пластинкасына (*Ï*) келип түшүшөт (9.6.1 – сүрөт) жана интерференция кубулушу жүргөндүктөн пластинкада ак кара, ийри – буйру тилкелер пайда болот. Анын пластинкадагы сүрөттүн алуу үчүн пластинканы химиялык таасирлөө (проявление) зарыл. Ошентип сүрөтү (негативи) көрүнбөй эле нерсенин интерференциялык ийри – буйру ак – кара тилкелери бар пластинка алынат. Ал *голограмма (көлөмдүк жазылыш)* деп аталат.



9.6.1-сүрөт. Көлөмдүк жазылышты (голограмманы) алуунун оптикалык схемасы.

Эми көлөмдүк сүрөттүн алыныш жолун карайлы (9.6.2-сүрөт). Лазерден (Л) чыккан нурду линза (л) аркылуу жарыш нурларга ажыратып, күзгүдөн $\left(\hat{E}\right)$ чагылтып голограммага $\left(\tilde{A}\right)$ түшүрөбүз. Голограммадагы $\left(\tilde{A}\right)$ ак – кара тилкелер дифракциялык торчонун милдетин аткаргандыктан андан өткөн нурлар дифракцияланышат жана сол жагында "жалган" (мнимый) көлөмдүк сүрөт (Ж), ал эми оң жагында "чыныгы" (действительный) көлөмдүк сүрөт (Ч) пайда болушат.

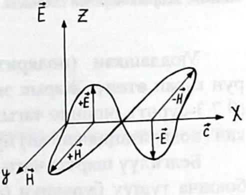
Голограмма кадимки күзгү сыяктуу, эгерде сынып калса, ар бир сыныгы көлөмдүк сүрөттү пайда кылат. Голограмманы алыш өтө татаал. Эгерде кадимки сүрөткө бир секундага жетпеген убакыт керек болсо, көлөмдүк сүрөттү (голограмманы) алуу үчүн keминде 8 саат таптакыр кыймылсыз абалда туруу керек жана лазер керек. Ошондуктан бул өтө кымбат турат, андыктан телекөрсөтүү же кинофильмдерди чыгарууга болбой келет. Голографиянын жардамы менен өтө кымбат музейлик бир гана даанадагы нерселердин голограммаларын тартып алып башка жактарга алып барып көлөмдүк сүрөтүн көрсөтсө болот. Бүгүнкү күнү техниканын жана илимдин баардык тармактарында голография кеңири колдонулуп жатат. Акырында голография көлөмдүк жана жогорку сапаттагы сүрөттү берээрин кошумчалайлы.



9.6.2-сүрөт. Көлөмдүк сүрөттү алуунун жолу.

§ 9.7. Жарыктын уюлданышы (поляризацияланышы)

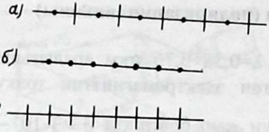
Жарык – бул толкун узундугу λ=0,38÷0,76 мкм аралыгында жаткан биздин көздөр кабыл ала турган электромагниттик толкун (9.7.1-сүрөт). Жарык тууралжын толкун жана боштукта $c = 3\cdot10^8\ \dfrac{м}{с}$ ылдамдыгы менен таралат. Жарык нуру бир гана узундуктагы (λ) толкундан түзүлбөйт, б.а. жарык ар түрдүү толкун узундуктарга ээ болгон электромагниттик толкундардан түзүлөт. Жарыктын ар бир толкуну эки бөлүктөн түзүлөт, б.а. жарык электрдик $\left(\vec{E}\right)$ жана магниттик $\left(\vec{H}\right)$ толкундарынан турат. Жарыктын ар бир толкунун электр $\left(\vec{E}\right)$ түзүүчүсү анын магнит түзүүчүсүнө $\left(\vec{H}\right)$ дайыма тик (90° боюнча) багытталат.



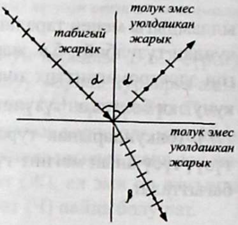
9.7.1-сүрөт. Бир электромагниттик толкундун схемасы. Жарык толкундун $\left(\vec{E}\right)$ термелүү тегиздиги $\left(+\vec{E},-\vec{E}\right)$.

Анын ичинен электр чыңалышы (E) жайланышкан тегиздикти жарык толкунун термелүү тегиздиги деп атайт. Көп толкундуу жарыктын термелүү тегиздиктери мейкиндикте ар кандай бурчта жайланышат жана багыттары да ар кандай болушу мүмкүн. Бул табигый жарык. Ага күн нуру, оттун жарыгы, шам жарыгы, электр жарыгы ж.б. жарыктар кирет. Бул табигый жарыкты чекит жана таякча менен

(9.7.2а-сүрөт) белгилешет. Чекит белгиси жарыктын электр чыңалышы (E) кагаз бетине тик жайланышкан толкундарды көрсөтөт. Ал эми таякча анын кагаз бетинде жайланышын көрсөтөт. Эгерде кандайдыр бир жол менен нурдагы баардык толкундарды бир тегиздикте (же жарыш тегиздиктерде) термелүүгө мажбур кыла алсак, анда мындай жарык уюлдашкан (поляризацияланган) толкундар болот. Толук уюлдашкан толкунду же жалаң чекиттер менен (9.7.2б-сүрөт), же жалаң таякчалар менен (9.7.2в-сүрөт) белгилешет.



9.7.2-сүрөт. а) –табигый жарык; б) – жана в) –уюлдашкан (поляризацияланган) жарык.



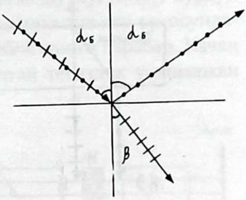
9.7.3-сүрөт. Табигый жана толук эмес уюлдашкан жарыктардын схемасы.

Уюлдашкан (поляризацияланган) толкундарды алуу жолдорун карап өтөлү. Жарык эки чөйрөнүн чегинен чагылат жана сынат (9.7.3-сүрөт), ошондо чагылганы да, сынганы да толук эмес уюлдашкан (поляризацияланган) нурларды берет.

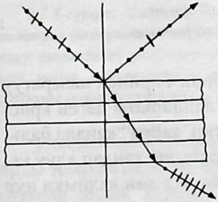
Белгилүү шартта чагылган нур толук уюлдашып калат. Бул шарт боюнча түшүү бурчунун (a) тангенси чагылткан экинчи чөйрөнүн сынуу көрсөткүчүнө (n) барабар болгон учурга туура келет:

$tg\alpha_Б = n$ (9.7.1), мында n– экинчи чөйрөнүн сынуу көрсөткүчү. Бул (9.7.1) туюнтма *Брюстер мыйзамы* деп аталат, ал эми ушул бурч $a_Б$ *Брюстер бурчу* деп аталат. Демек, эгерде нерсенин бетине жарык Брюстер бурчу ($a_Б$) менен келип түшсө, чагылган жарык толук уюлдашылган болот. Бул учурдагы чагылткан бет уюлдаштыргыч (поляризатор) (9.7.4-сүрөт) болуп калат. Бул уюлдаштыргычты алуунун бир гана жолу. Ар бир зат үчүн сынуу көрсөткүчүн билип алып, (9.7.1) формуласынан (сындамасынан) Брюстер бурчун ($a_Б$) таап алып, ошол бурч менен нерсенин бетине жарык бергенде, чагылган нур толук уюлдашкан болот.

Уюлдаштыруунун (поляризациялоонун) экинчи жолун карайлы. Бул жол жарыктын сынуусуна байланышкан. Сынган жарык жарым жартылай уюлдашат дедик. Аны толук уюлдаштыруу үчүн дагы бир нерседен, мисалы айнек пластинкасынан өткөрүү керек, андан соң дагы үчүнчү пластинкадан өткөрүү керек. Канчалык көп пластинка тобунан өтсө жарык ошончолук толук уюлдашат. Мындай уюлдаткычты Столетовдун боосу (стопа Столетова) деп атап коюшкан (9.7.5-сүрөт).

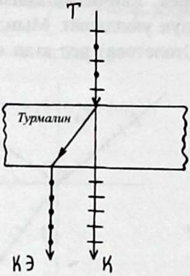


9.7.4-сүрөт. Жарыктын чагылтууда уюлдашы (поляризацияланышы).

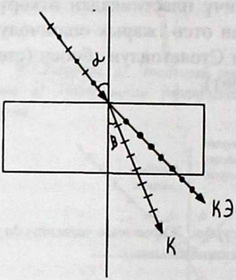


9.7.5-сүрөт. Жарыктын сынууда уюлдашы (поляризацияланышы).

Уюлдашкан жарыкты алуунун үчүнчү жолу. Бул жол жарык кээ бир кристаллдардан өткөндө эки түрдөгү жарык нуруна ажырап кетиши (9.7.6а-сүрөт) менен ишке ашат. Мисалы, турмалин, геропатит, целлюлоид пленкасы, исландшпаты, ж.б. Булардан жарык өткөндө экиге бөлүнөт да, бири – кадимки жарык, экинчиси – кадимки эмес жарык деп аталат. Кадимкиси жарыктын сынуу мыйзамына баш ийет, б.а. $\dfrac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n$ (9.7.2), мында a– түшүү бурчу, β– сынуу бурчу, n– нерсенин сынуу көрсөткүчү. Демек кадимки (K) жарыктын түшүү бурчунун синусунун сынуу бурчунун (β) синусуна болгон катышы жарык түшкөн нерсенин сынуу көрсөткүчүнө барабар болот. Ал эми кадимки эмес (КЭ) жарык нуру буга баш ийбейт. Бирок пайда болгон эки нурдун ар бири толук уюлдашкан нур болот. Жаманы, алардын термелүү тегиздиктери бири-бирине тик жайланышат жана нерседен чыкканда табигый нурга окшоп калат, анткени алар бири бирине өтө жакын жайланышат (9.7.6, б-сүрөт).



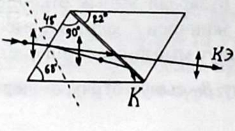
9.7.6, а-сүрөт



9.7.6, б-сүрөт

Кадимки (К) жана кадимки эмес (КЭ) жарыктар.

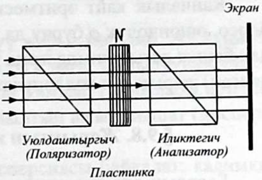
Бул эки толук уюлдашылган нурларды бири-биринен ажыратуу үчүн төмөнкү амалды табышкан. Мисалы, исландшпаты деген кристаллды (9.7.7-сүрөт) сүрөттөгүдөй кыйгач кесип, кайра “канада бальзамы” деген желим менен чапташат. Андай желимди тандап алуу кадимки эмес нурдун түз өтүп кетишин шарттайт. Ал эми кадимки нур сынуу мыйзамына (9.7.2) баш ийгендиктен чектен чагылат (9.7.7-сүрөт) жана сыртка кетет, же беттеги капталган кара катмарда жутулуп калат. Натыйжада бир гана уюлдашкан нур калат. Мындай физикалык *аспапты “николь”* (N) деп атап коюшат.



9.7.7-сүрөт . “Николь” менен жарыкты кадимки (К) жана кадимки эмес (КЭ) нурларга ажыратуу.

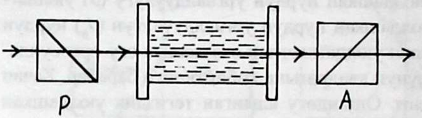
Табигый жарыктын уюлдашканын билүү үчүн жана ал кайсы тегиздикте термелээрин аныкташ үчүн, бир уюлдаштыргычтын (поляризатордун) артына экинчисин коюшат (9.7.8-сүрөт). Биринчиси уюлдаштыргыч (У, поляризатор) деп аталса, экинчиси иликтегич (И, *анализатор)* деп аталат.

Иликтегич (И) чыгарган нурдун ургаалдуулугу (J) нурдун термелүү тегиздиги менен никольдун оптикалык огу ортосундагы бурчка (φ) көз каранды. Ал Малюс мыйзамына баш ийет $J = J_0 \cos^2 \varphi$ (9.5.3), мында J–иликтегичтен, ал эми J_0– уюлдаштыргычтан чыккан нурлардын ургаалдуулуктары. Малюс мыйзамы төмөнкүдөй окулат: Иликтегичтен (И) чыккан уюлдашкан нурдун ургаалдуулугу (J) уюлдаткычтан (У) алынган уюлдашкан нурдун ургаалдуулугун (J_0) нурдун термелүү тегиздиги менен уюлдаткычтын оптикалык огу ортосундагы бурчтун (φ) косинусунун квадратына көбөйткөнгө барабар. Качан φ=0 болгондо J=J_0 болот. Ошондогу алынган тегиздик уюлдашкан нурдун термелүү тегиздиги болот.



9.7.8-сүрөт. Табигый жарыктын уюлдашканын (поляризацияланышын) жана термелүү тегиздигин уюлдаштыргыч (поляризатор) менен иликтегичтин (анализатордун) жардамы аркылуу аныктоо.

Уюлдашкан нур менен иштеген микроскоптор оптикалык аспаптарды даярдаганда алардын кемчиликтерин көрүү үчүн колдонулат. Анткени андай уюлдаштырылган (поляризациялык) микроскоптон ар кандай деформацияланган жерлеринин сүрөттөлүшү көрүнөт. Ал эми кадимки микроскопто алар көрүнбөйт. Уюлдашылган жарык кызылчанын канттуулугун аныкташ үчүн “сахариметр” деген аспапта да колдонулат. Анткени канттын эритиндиси жана кээ бир кристаллдар алардан уюлдашылган нур өткөндө анын термелүү тегиздигин айланта турган касиетке ээ болушат. Андай заттарды *Оптикалык активдүү заттар* деп аташат. Сахариметрде уюлдаштыргыч (поляризатор) менен иликтегичтин (анализатордун) ортосуна канттын эритмеси куюлган айнек идиш коюлат (9.7.9-сүрөт). Уюлдаштыргычтан (У) чыккан нурдун белгилүү термелүү тегиздиги болот. Ал тегиздикти, иликтегичтен чыккан нур максималдык ургаалдуулукка ээ болгонун көз менен байкап көрүүгө болот. Ал эми кант эритмеси бар идишти койгондо, ал тегиздик φ бурчуна айланып кеткендиктен иликтегичтен чыккан нур күңүрт боло түшөт. Ошондо иликтегичти бураганда, φ бурчуна туура келген учурда жарык ургаалдуулугу чоңоюп мурункудай жарык көрүнөт. Ал φ бурчун өлчөп алып канттын концентрациясын (с) төмөнкү сындама менен таап алса болот: $\varphi = \varphi_0 c \cdot l$ (9.7.3), мында φ_0– турактуу бурч. ℓ– кант эритмесин куйган идиштин узундугу (9.7.9-сүрөт).

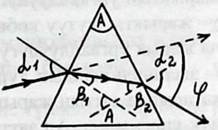


9.7.9-сүрөт. Сахариметр.

Канчалык кант эритмесинде канттын концентрациясы (c) чоң болсо, ошончолук φ бурчу да чоң болот. Жогорудагы пайдалануулардан башка дагы илимде жана техникада уюлдашылган (поляризацияланган) жарык көп колдонулат.

§ 9.8. Жарыктын жайылышы (дисперсиясы)

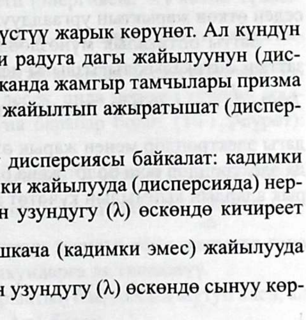
Баардык эле толкундар үчүн толкундардын жайылышы (дисперсиясы) жүрөт, анткени боштукта бирдей эле абалдык фазалык ылдамдыкта келатышкан гармоникалык толкундардын тобу (пакети, цугу) чөйрөгө киргенде ар бири жыштыгына карата ар кандай абалдык (фазалык) ылдамдыкка ээ болот да, бири – алга кетсе, бири артта калып, натыйжада жайылып кетишет. Ошол абалдык (фазалык) ылдамдыктын жыштыктан болгон көз карандылыгы толкун тобунун жайылышы (дисперсиясы) деп аталат. Үн дагы гармоникалык толкундардын тобу болуп эсептелет. Абада алар бирдей эле абалдык (фазалык) ылдамдык менен таралып сөздөр так угулат. Ал эми чөйрөдө (мисалы, сууда) үн так угулбайт, күңгүрөп угулат. Бул жайылыштын (дисперсиянын) кесепети. Заттын сынуу көрсөткүчү (n) төмөнкүгө барабар экенин билебиз $n = \dfrac{c}{\upsilon_\phi}$ (9.8.1), мында c– жарыктын боштуктагы ылдамдыгы, турактуу сан. Ал эми $\upsilon_ф$ – толкундун абалдык (фазалык) ылдамдыгы толкун жыштыгынан (ω) көз каранды болгондуктан, сынуу көрсөткүчү (n) дагы жыштыктан көз каранды болот. Андыктан (9.8.1) формуланы (сындаманы) төмөнкүдөй жазабыз: $n(\omega)=\dfrac{c}{\upsilon_ф(\omega)}$ (9.8.2). Эгерде толкун тобу, мисалы ак жарык тунук призмадан өтсө (9.8.1-сүрөт), ал көп нурларга ажырап жайылат (дисперсияланат), анткени ал жарыктын тутумунда негизинен жети түстүү нур болот. Алар 1) кызыл, 2) саргыч кызыл, 3) сары, 4) жашыл, 5) көгүш, 6) көк жана 7) сыя-көк. Эң чоң жыштыгы бар жарык толкуну сыя-көк, ал эми эң кичине жыштыктагы жарык толкуну – кызыл жарык. Демек айнек призмада алар ар кандай сынуу көрсөткүчтөрүнө ээ болгондуктан ар кандай сынуу бурчуна ээ болот жана жайылып ажырап (дисперсияланып) кетишет.



9.8.1-сүрөт. Ак жарыктын жайылышы (дисперсиясы).

Натыйжада экранда (Э) жети түстүү жарык көрүнөт. Ал күндүн жаасына (радугага) окшош, анткени радуга дагы жайылуунун (дисперсиянын) бир түрү. Күн жаап жатканда жамгыр тамчылары призма сыяктуу андан өткөн күн нурларын жайылтып ажыратышат (дисперсиялайт).

Эки түрдүү жарык жайылуусу дисперсиясы байкалат: кадимки жана башкача (аномальный). Кадимки жайылууда (дисперсияда) нерсенин сынуу көрсөткүчү (n) толкун узундугу (λ) өскөндө кичиреет (9.8.2-сүрөт) $\left(\dfrac{dn}{d\lambda}\prec 0\right)$. Ал эми башкача (кадимки эмес) жайылууда (дисперсияда) тескерисинче толкун узундугу (λ) өскөндө сынуу көрсөткүчү (n) чоңоёт $\left(\dfrac{dn}{d\lambda}\prec 0\right)$.



9.8.2-сүрөт. Ак жарыктын кадимки жана кадимки эмес жайылуусунда заттын сынуу көрсөткүчүнүн (n) толкун узундуктан көз карандылыгы.

9.8.2-сүрөттө *ав* сызыгы кадимки жайылууну (дисперсияны), ал эми *вс* сызыгы – башкача (аномалдык) жайылууну (дисперсияны) сүрөттөйт.

§ 9.9. Жарыктын жутулушу

Ар кандай нерсе ага түшкөн жарыкты жутат. Жарыктын жутулушу Бугердин мыйзамына баш иет $J = J_0 e^{-\chi l}$ (9.9.1), мында J_0– түшкөн жарыктын ургаалдуулугу (интенсивдүүлүгү); J– жутулган жарыктын ургаалдуулугу; l– нерсенин жарыкты жуткан калыңдыгы; χ– жарыкты жутуу көбөйтмөсү (коэффициенти). Бул мыйзам боюнча жарык ургаалдуулугу (интенсивдүүлүгү) нерсенин калыңдыгынан l– экспоненциалдык түрдө азаят. Заттардын оптикалык мүнөздөмөсү катарында заттын жарыкты өткөрүүчүлүк көбөйтмөсү (τ) деген чоңдук киргизилет. Ал заттын тунуктугу деп да аталат. Ал төмөнкүдөй табылат: $\tau = \dfrac{J}{J_0}$, (9.9.2). Мында J_0 жана J– нерсеге түшкөн жана нерседен өткөн жарыктын ургаалдуулуктары.

Затты оптикалык мүнөздөөдө дагы бир чоңдук колдонулат. Ал заттын оптикалык тыгыздыгы деп аталат жана D менен белгиленет. $D = \ln\dfrac{J}{J_0} = \chi \cdot l$ (9.9.3). Жарыкты заттар жутканда, заттын атомдорундагы электрондор менен жарык өз-ара аракетке келишет. Металлдарда электрондор бош болот жана баш-аламан кыймылда болушат. Жарык алардын кыймылын күчөтөт жана металлда жылуулук көбөйөт.

II БӨЛҮК
КВАНТТЫК ФИЗИКА

X бап. НАКТА КАРА НЕРСЕНИН НУРДАНУУСУНУН КӨЙГӨЙЛӨРҮ (ПРОБЛЕМАЛАРЫ)

§ 10.1. Накта кара нерсенин физикалык мүнөздөмөлөрү жана кудуреттик (энергиялык) нурданышы (светимость)

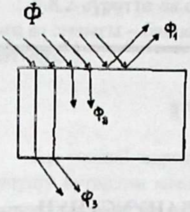
Жарык агымы ар кандай нерсенин бетине түшкөндө бир бөлүгү беттен чагылат, экинчи бөлүгү нерсеге жутулат жана үчүнчү бөлүгү нерседен өтүп кетет. Жарык агымы (Ф) бирдик убакытта (t) нерсенин бардык бетине канча жарык кудурети (энергиясы, W) келип түшкөнүн көрсөтөт: $\Phi = \dfrac{W}{t}$ (10.1.1), мында W– жарык кудурети (энергиясы); t– убакыт аралыгы. Эгерде чагылган агымды Φ_1, жутулганын Φ_2, ал эми нерседен өтүп кеткенин Φ_3 десек, анда нерсеге түшкөн жалпы агым Ф ушулардын кошундусуна барабар болот (10.1.1-сүрөт): $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3$ (10.1.2)

Жутулган агымдын Φ_2 жалпы агымга Ф болгон катышы нерсенин жутуу көрсөткүчү А (коэффициенти) деп аталат: $A = \dfrac{\Phi_2}{\Phi}$ (10.1.3).

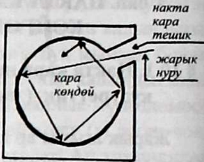
Чагылуу, жутулуу жана өтүп кетүү касиети жеке жарыкка гана эмес баардык электромагниттик толкундарга да тиешелүү.

Эгерде нерсе өзүнө түшкөн жарыктын баардыгын жутуп алса, ал накта кара нерсе деп аталат. Мында А=1 болот.

Накта кара нерсеге көө жана кара бархат мисал боло алат. Бирок алар деле накта кара нерсе боло албайт. Ошондуктан Михельсон чоң нерседеги кичине тешиги бар көңдөйчөнү накта кара нерсенин модели (үлгүсү) катарында киргизген. Анткени, тешик аркылуу кирген нур, көңдөйдү курчаган кара түстөгү беттен бир канча жолу чагылып, кайра бул тешик аркылуу чыгуу мүмкүндүгү жокко эсе болот (10.1.2-сүрөт).



10.1.1-сүрөт. Нерсеге түшкөн жалпы жарык агымдын (Ф) чагылышы ($Ф_1$), жутулушу ($Ф_2$) жана нерседен өтүшү ($Ф_3$).



10.1.2-сүрөт. Накта кара нерсенин бирдик бетинен (dS) чыккан нур агымынын (нурданышынын, dФ) толкун узундуктан (λ) көз карандылыгы.

Эгерде нерсе баардык жарык агымын чагылдырса ал накта ак нерсе деп аталат (A=0). Ал эми калгандары (A≠0) боз нерселер деп аталат.

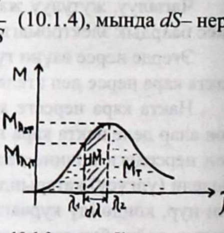
Нерсеге түшкөн жарыктын жалпы (толук) агымынын (Ф) андан өтүп кеткен бөлүгү ($Ф_3$) анын тунуктугун мүнөздөйт. Мисалы, айнек сымал нерселер тунук заттардын катарына кирет.

Температурасы абсолюттук нөлдөн жогору болгон $(T \succ 0\ K)$ ар кандай нерсе өзүнөн электромагниттик нур чыгарат. Мындай нурдануу жылуулук нурдануусу деп аталат.

Накта кара нерсенин нурданышы M_T бирдик беттен (dS) чыккан нур агымына (dФ) барабар: $M_T = \dfrac{dФ}{dS} = \dfrac{dW}{t \cdot dS}$ (10.1.4), мында dS– нерсенин элементардык бети.

Тажрыйба көрсөткөндөй нерсенин нурданышы баардык толкун узундуктарына ээ болгон туташ жыйынды (спектрди) берет.

10.1.3-сүрөттө ар бир толкун узундук өзүнө туура келген нурданышка ($M_{\lambda,T}$) ээ болгондугу көрүнүп турат.



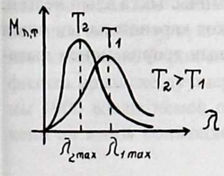
10.1.3-сүрөт. Кара нерсенин үлгүсү (модели).

Бул нурданыш жыйындык (спектралдык) нурданыш ($M_{\lambda,T}$) болот. Ал төмөнкүчө аныкталат: $M_{\lambda,T} = \frac{dM_T}{d\lambda}$ (10.1.5). Анда $M_т$ менен $M_{l,т}$ ортосундагы байланыш төмөнкүдөй болот: $M_т = \int dM_T = \int_0^\infty M_{\lambda,T} \cdot d\lambda$ (10.1.6).

§ 10.2. Накта кара нерсенин нурдануу мыйзамдары

Накта кара нерсенин нурданышын тажрыйбада Стефан изилдеген, ал эми Больцман ушул тажрыйбанын жыйынтыгын теориялык жактан тескеп төмөнкү формуланы сунуш кылган: $M_{B\lambda,T} = \sigma \cdot T^4$ (10.2.1), мында "B" англисче "Blac" кара дегенди билдирет; $M_{B\lambda,T}$ накта кара нерсенин нурданышы; T – абсалюттук температура; $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{Вт}{м^2 K^4}$ – Стефан-Больцман турактуусу. Стефан-Больцмандын бул мыйзамы (10.2.1) төмөнкүчө айтылыт: накта кара нерсенин нурданышы ($M_{B\lambda,T}$) абсалюттук температуранын (T) 4-даражасына түз пропорциялаш.

Накта кара нерсенин эң чоң мааниге ээ болгон нурданышына $\left[M_{B\lambda,T(\max)}\right]$ туура келген толкун узундугу ($\lambda_{\max}$) абсалюттук температурага (T) тескери пропорциялаш. Бул Вин мыйзамы. Ал төмөнкүчө жазылат $\lambda_{max} = \frac{в}{T}$, (10.2.2) мында $\lambda_{\max}$ –чоң нурданышка туура келген толкун узундук; $в$=2,898·10⁻³$м \cdot K$– Вин турактуусу. (10.2.2) туюнтмадан көрүнгөндөй температура (T) өскөн сайын чоң нурданышка $[M_{B\lambda}, T_{(\max)}]$ туура келген толкун узундук ($\lambda_{\max}$) азаят, б.а. температура чоңойгондо чоң нурданышка $[M_{B\lambda}, T_{(\max)}]$ туура келген толкун узундук ($\lambda_{\max}$) кичине маанисин көздөй жылат (10.2.1−сүрөт), б.а. $\lambda_{1\max}$ $\lambda_{2\max}$ ду көздөй жылат.



10.2.1-сүрөт. Жыйындык (спектралдык) нурданыштын ($M_{\lambda,T}$) толкун узундуктан (λ) жана максималдык температурадан (Tmax) көз карандылыгы.

Виндин жылышуу мыйзамы темирди ысытканда байкалат. Төмөнкү температурада темир инфракызыл нур чыгаргандыктан ал көзгө көрүнбөйт. Белгилүү температурага жеткенде темир кызыл түскө өтөт. Демек чоң (максимум) нурданыш кызыл толкун узундугуна туура келет. Температурасын дагы жогорулатканда темир сары түскө өтөт, анда λ_{max}– сары толкун узундугуна барабар болот. Температурасын андан ары жогорулатса темир ак түскө өтөт. Демек көгүш-кызгылт (фиолетовый) нур басымдуулук кылат. Мында температура (T) жогорулаган сайын $(T_2 \succ T)$ чоңдук λ_{max}дун сандык мааниси азаят. Жалпылап айтканда температура жогорулаган сайын чоң нурданышка туура келген толкун узундугу $\lambda_{2max} \prec \lambda_{1max}$ азая берет.

§ 10.3. Кирхгоф мыйзамы

Ар кандай боз нерсе үчүн нур жутуу көрсөткүчү менен нур чыгаруу көрсөткүчүнүн ортосундагы байланышты Кирхгоф тажрыйбада тапкан. Ал мыйзам төмөнкүчө айтылат: Ар кндай боз нерсенин нур чыгаруу жөндөмдүүлүгүнүн ($M_{\lambda,T}$), анын нур жутуу жөндөмдүүлүгүнө ($A_{\lambda,T}$) болгон катышы накта кара нерсенин нур чыгаруу жөндөмдүүлүгүнө барабар жана нерсенин температурасынан жана нурдун толкун узундугунан (жыштыгынан) гана көз каранды, ал эми нерсенин жаратылышынан көз каранды эмес, б.а.: $\frac{M_{\lambda,T}}{A_{\lambda,T}} = M_{B\lambda,T}$ (10.3.1),

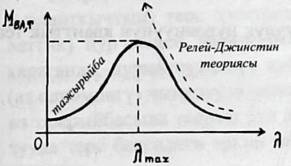
мында $M_{\lambda,T}$– боз нерсенин нур чыгаруу жөндөмдүүлүгү же нурданышы. $A_{\lambda,T}$– боз нерсенин нур жутуу жөндөмдүүлүгү же жутуу коэффициенти. $M_{B\lambda,T}$– накта кара нерсенин нур чыгаруу жөндөмдүүлүгү же нурданышы. Бирок, накта кара нерсенин нурданышы ($M_{B\lambda,T}$)– нурдун толкун узундугунан жана температурадан көз каранды экендиги тажрыйбада алынганы менен (10.2.1-сүрөт) аны теориялык жактан классикалык физика менен түшүндүрүү кыйынчылыкка алып келген. Ошентип $M_{B\lambda,T}$ =f (λ, т) (10.3.2), б.а. f (λ, т) көз карандылыгын ошол кезде белгилүү болгон классикалык физикалык теория менен чыгарып алуу мүмкүн болбой калган.

§ 10.4. Накта кара нерсенин нурданышынын көйгөйлөрү жана аны чечүү. Ультрафиолеттик алаамат (катастрофа) жана аны Планктын чечиши

Тажрыйбада алынган накта кара нерсенин нурданышынын ($M_{B\lambda,T}$) толкун узундуктан (λ) болгон көз карандылыгын (10.4.1-сүрөт) түшүндүрүүдө кыйынчылык пайда болду. Анткени XIX кылымдын аягында белгилүү болгон электродинамика менен түшүндүргөндө Релей-Джинс төмөнкү формуланы алган: $M_{B\lambda,m} = \dfrac{2\pi c}{\lambda^4} \cdot kT$ (10.4.1), мында с–электромагниттик толкундун боштуктагы ылдамдыгы;

λ–электромагниттик толкундун узундугу; k– Больцман турактуусу.

Эгерде ушул (10.4.1) формула боюнча 10.4.1-сүрөттөгү көз карандылыктын сызылмасын (графигин) келтирсек кыска толкун узундук жагы айрымаланып калат. Башкача айтканда тажрыйба берген сызылмада (графикте) нурданышы төмөндөсө, ал эми электромагниттик толкун теориясына таянып алынган Релей-Джинстин формуласы (сындамасы) боюнча өтө тездикте өсөт. Бул тажрыйба менен классикалык физиканын электромагниттик толкун теориясынын ажырамы ультрафиолеттик катастрофа (алаамат) деп аталат.



10.4.1-сүрөт. Накта кара нерсенин тажрыйбада алынган нурданышынын ($M_{B\lambda,T}$) толкун узундуктан (λ) болгон көз карандылыгы.

Башкача айтканда белгилүү классикалык теория, ошонун ичинде электродинамика накта кара нерсенин нурданышын түшүндүрө албай калган. Муну түшүндүрүү үчүн дүйнө окумуштуулары көп аракет жасашкан, бирок натыйжа чыккан эмес. Ошентип, классикалык физика кризиске дуушар болгон. Ал кризистен классикалык физиканы 1900 жылы немец окумуштуусу Макс Планк алып чыккан, анткени ал жаңы болжолдомо (гипотеза) киргизген. Планктын айтуусу боюнча жылуулук нурдануусу үзгүлтүксүз эмес бүртүк-бүртүк болуп чыгат деп айткан. Кийин ал бүртүктү *фотон* деп аташкан, ал эми анын энергиясын *квант* деп атаган. Ал энергиянын кванты төмөнкү Планктын формуласы менен аныкталат $\varepsilon = h \cdot \nu$ (10.4.2), мында h = 6,62619367·10^{-34} Дж·с – *Планктын турактуусу*; ν –электромагниттик толкундун жыштыгы. Ал жыштык толкун узундугу менен төмөнкүчө байланышат $\nu = \dfrac{c}{\lambda}$ (10.4.3).

Ошондон бери электромагниттик толкун бөлүкчөлөрдүн, так айтканда фотондордун агымын түзөт деп эсептелет. Бул болжолдомо (гипотеза) боюнча Планк накта кара нерсенин нурданышынын жаңы формуласын (сындамасын) алган: $M_{B\lambda,T} = \dfrac{2\pi c^2}{\lambda^5} \cdot \dfrac{1}{e^{(hc/k\lambda T)} - 1}$ (10.4.4). Бул Планктын формуласы (сындамасы) тажрыйбада алынган график (сызма) менен (10.4.1-сүрөт) дал келет. Ошентип жылуулук нурдануусунун кудурети (энергиясы) кванттардан турат деп эсептеп, жылуулук нурданыштын касиети түшүндүрүлүп, ультрафиолеттик алаамат түшүндүрүлгөн. Планктын формуласынан (сындамасынан) Стефан-Больцмандын мыйзамы (10.2.1) алынат. Андан Стефан-Больцмандын турактуусунун формуласы (сындамасы) дагы алынат: $\sigma = \dfrac{2\pi^5 k^4}{15 c^2 h^3}$ (10.4.5). Демек, Планктын накта кара нерсе үчүн алынган формуласы (сындамасы) жана жылуулук нурдануунун кванттык теориясы тажрыйбада далилденген.

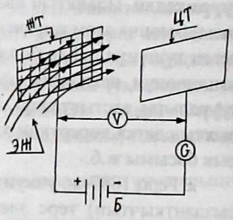
XI бап. ЖАРЫКТЫН КВАНТТЫК КАСИЕТТЕРИ

§ 11.1. Жарык жана рентген нурлар кубулуштарындагы (фотоэффектердеги) көйгөйлөр (проблемалар)

Жогоруда (10-главада) М.Планк көрсөткөндөй накта кара нерсенин жылуулукту нурдантуу көйгөйлөрүн (проблемаларын) чечиш үчүн, атом (термелгич-осциллятор) өз энергиясын тынымсыз нурдантып турат деген классикалык (калыптанган) түшүнүктөн баш тартууга туура келди. Планктын кванттык (бүртүктүк) божомолдоосу (гипотезасы) боюнча атом жарыкты квант (бүртүк) түрүндө жутат, нурдантат деген түшүнүк пайда болду жана төмөнкү физикалык кубулуштарды изилдөөнүн негизинде тажрыйбада бул элестин (божомолдоонун) тууралыгы тастыкталды, алар: жарык кубулушу (фотоэффект), жарыктын затка көрсөткөн химиялык таасири, Комптон кубулушу, жарык басымы ж.б.

Г.Герц 1887-ж. учкундук дүрмөтсүздөнткүчтүн (искралык заряд-сызданткычтын) терс электродун ашкере кызгылт-көк (ультрафиолеттик) нур менен жарыктантканда, жарыктандырылбаган учурга караганда, дүрмөтсүздөнүү кубулушу электродко коюлган төмөнкү (аз өлчөмдөгү) чыңалууда ишке ашаарын байкаган. Гальвакс 1888-ж. өз тажрыйбасына таянып бул дүрмөтсүздөнүүнү электродду нурдантууда терс белгидеги эркин заряддын пайда болуусу менен түшүндүргөн.

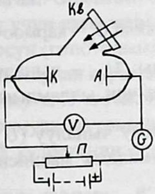
1888–1890 жылдарда орус окумуштуусу А.Г. Столетов жарыктын заряддалган нерсеге тийгизген таасирин кеңири изилдеген. Электр-дик жаанын (ЭЖ, дуганын) жарыгы менен нурдантылган жана алдын ала терс заряддалган металл тактачасы (пластинкасы) өз электр зарядын жогото алган. Столетовдун жарык кубулушуна арналган негизги тажрыйбасы төмөнкү сүрөттө көрсөтүлгөн (11.1.1-сүрөт). Мында: ЭЖ–электр жаасы (дуга); ЖТ– оң заряддалган торчо түрүндөгү жез электроду; ЦТ– тактача (пластинка) түрүндөгү терс заряддалган цинк электроду; G – гальванометр, жарык тогун $I_ж$ (фототокту) өлчөйт; Б–туракту ток булагы. Бул сүрөттө көрсөтүлгөндөй ЖТ менен ЦТ конденсатордун обкладкаларынын милдетин аткарышат. ЦТ терс заряддалып турганда конденсаторду ЭЖнын жарыгы менен нурдантса, анда G аспабы бул чынжырда пайда болгон жарык тогун ($I_ж$) көрсөтөт. Эгерде ЦТ оң заряддалса, анда бул нурдантылган чынжырда жарык тогу ($I_ж$) пайда болбойт. Ушундан, терс заряддалган тактачадан (ЦТдан) жарыктын (ЭЖ) таасири астында терс заряддуу бөлүкчө учуп чыгып оң заряддалган ЖТ электродуна жеткендиктен электр чынжыры туюкталып G аспабы жарык тогун ($I_ж$) көрсөтөт, б.а. жарыктын таасири менен терс заряддалган ЦТ электроддон терс белгидеги (заряддуу) бөлүкчө бөлүндү деген корутунду чыгат. Столетов терс заряддалган электродко түшкөн нурдун жарыктанышы өссө жарык тогу да көбөйөөрүн байкаган.



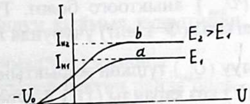
11.1.1-сүрөт. Столетовдун жарык кубулушуна арналган жана абада жүргүзгөн негизги тажрыйбасы.

1899 ж. Ф.Э.А. Ленард (немец физиги) жана Дж. Дж. Томсон бул терс заряддуу бөлүкчөлөрдүн магниттик талаада кыйшайуусу (четтөөсү) боюнча алардын салыштырма зарядын $\left(\frac{e}{m}\right)$ аныкташкан жана ушул чоңдук электрондун салыштырма зарядына туура келгенин көрсөтүшкөн, б.а. алар, жарык таасири менен металлдан чыккан терс заряддуу бөлүкчө жаратылышы боюнча электрон экендигин далилдешкен $\left(\frac{e}{m} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} Кл}{0,91 \cdot 10^{-30} кг} = 1,759 \cdot 10^{11} \frac{Кл}{кг}\right)$.

Жарык таасири астында металлдан электрон бөлүнүп чыгаарын А.Ф. Иоффе да өзү жүргүзгөн тажрыйбада көрсөткөн. Ошентип катуу жана суюк заттардан жарыктын таасири астында электрондордун бөлүнүп чыгуу кубулушу тышкы (сырткы) жарыктын электр кубулушу (сырткы жарык кубулушу) деп аталат. Жарыктын электр кубулушу (фотоэффект) катуу жана суюк заттарга гана жарык түшкөндө пайда болуу менен чектелбейт. Анткени, газ абалдагы заттарга жарык түшкөндө да жарыктын электрдик кубулушу кездешет. Башкача айтканда жарыктын фотону атом же молекуланын электронуна жутулат. Натыйжада ашыкча энергияга ээ болгон бул электрон өз атомунан же молекуласынан бөлүнүп чыгат. Ошентип, бул учурда газдын нейтралдуу атомдору (же молекулалары) электронунан ажырап оң ионго айланат. Жыйынтыктап айтканда жарыктын таасири астында газдын атомдору (молекулалары) иондолот. Муну жарык иондоосу дейт. Ленард жана башкалар Столетовдун жарык кубулушун изилдеген аспаптарды жакшыртышкан, б.а. жарык кубулушун изилдөөдө электроддорду боштукта кармашкан (11.1.2-сүрөт). Жарык Кв (Кварц) терезеден кирип изилденүүчү материалдан жасалган (же капталган) К катодун нурдантат. Мында катоддон чыккан электрондор электр талаанын таасири менен анод Аны көздөй кыймылдайт. Натыйжада чынжырда ток өтөт, муну *G* гальванометри өлчөйт. Анод менен катоддун ортосундагы электр чыңалуу потенциометр П менен өзгөртүлүп турат.



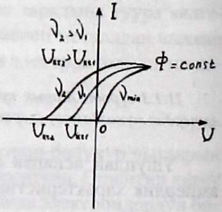
11.1.2-сүрөт. Ленард жана башкалардын жарык кубулушуна арналган жана боштукта жүргүзгөн тажрыйбасы.



11.1.3-сүрөт. Жарык кубулуштун Вольт-Ампердик мүнөздөмөсү (характеристикасы).

Ушундай аспапта алынган вольт-ампердик мүнөздөмө (вольт-ампердик характеристика), б.а. жарык токтун (Фототоктун, I) электроддор аралык чыңалуудан (U) көз карандылыгы 11.1.3-сүрөттө көрсөтүлгөн. Бул мүнөздөмө катодко (К) түшкөн жарыктын туруктуу агымы (Ф) учуруна туура келет. 11.1.3-сүрөттө көрүнгөндөй чыңалуу нөлгө барабар (U=0) кезинде деле кандайдыр сандагы фотоэлектрондор анодко жетип токту пайда кылат ($I \neq 0$). Чыңалуу (U) чоңойгон сайын көбүрөөк фотоэлектрондор анодко (А) жетип фототокту (I) пайда кылат. 11.1.3−сүрөттөн көрүнгөндөй чыңалуу (U) анча чоң эмес маанисинде эле жарык тогу (I) каныгууга ($I_к$) туш болот. Анткени, ток каныгууга жеткенде (*I_{k1} жана I_{k2}; E_1 жана E_2; мында Е – жарыктаныш)* катоддон (К) чыккан электрондордун баарысы бирдик убакытта анодко жетип келишет. Ошондуктан, каныгуу ток күчү ($I_к$) жарыктын таасири астында бирдик убакытта катоддон чыккан электрондордун саны менен өлчөнөт. Мындан, фотоэлектрондордун кинетикалык энергияга $\left(\frac{m\upsilon^2}{2}\right)$ ээ экендиги байкалат. Эгерде электроддор аралык чыңалуу (U) терс белгиге ээ болуп, б.а. бул чыңалуу электрондорду анодко түртпөйт, тескерисинче, кайра артка катодду карай түртөт. Мындай чыңалууну каршы багытталган деп да коёт. Бул чыңалуунун ($U_{кч}$) мааниси учурунда бир дагы электрон өз кинетикалык энергиясынын эсебинен анодко жете албайт. Муну ($U_{кч}$) кармоочу чыңалуу дейт. Бул учурда фотоэлектрондордун эң чоң кинетикалык энергиясы $\frac{m\upsilon_{max}^2}{2} = e\upsilon_{кч}$ (11.1.1) барабар болот. Мында $U_{кч}$ – кармоочу чыңалуу; m– электрон массасы; e– электрон заряды; υ_{max} – чыңалуу нөлгө (U=0) барабар учурундагы электрондун эң чоң ылдамдыгы.

(11.1.1) туюнтмадан тажрыйбада өлчөнгөн кармоочу чыңалуу ($U_{кч}$) аркылуу фотоэлектрондун ылдамдыгынын максималдык маанисин (υ_{max}) аныктоого болот. Туруктуу жарык агыны (Ф=*const*) учурунда кармоочу чыңалуу ($U_{кч}$) түшкөн жарыктын жыштыгынан (V) көз каранды (11.1.4-сүрөт).



11.1.4-сүрөт. Туруктуу жарык агыны (Ф=cost) учурунда кармоочу чыңалуу ($U_{кч}$) түшкөн жарыктын жыштыгынан көз каранды (б.а. $\nu_2 \succ \nu_1$ же $U_{кч2} \succ U_{кч1}$).

Ошентип орус окумуштуусу А.Г. Столетов жогоруда айтылган тажрыйбаларынын негизинде жарык кубулуштун (фотоэффекттин) төмөнкү закондорун аныктаган:

1. Жарык кубулушундагы металлдан учуп чыккан электрондордун алгачкы эң чоң ылдамдыгы түшкөн жарыктын жыштыгынан көз каранды, ал эми жарыктын ургаалдуулугунан (интенсивдүүлүгүнөн) көз каранды эмес.

2. Жарык кубулушу (фотоэффект) ар кандай нерсе үчүн жарыктын жыштыгы белгилүү жыштыктан жогору болгондо гана пайда болот. Ал жыштык *кызыл чек* деп аталат жана нерсенин химиялык жаратылышынан жана анын бетинин абалынан көз каранды.

3. Бирдик убакыт ичинде металлдын бетинен бөлүнүп чыккан электрондордун саны жарыктын ургаалдуулугуна (интенсивдүүлүгүнө) шайкеш (түз пропорциялаш).

Столетовдун биринчи мыйзамы боюнча жарыктын ургаалдуулугунун (интенсивдүүлүгүнүн) чоң болгондугуна карабастан жарыктын толкун узундугу өзүнүн белгилүү маанисинен жогору (же жыштыгы төмөн) болгондо жарык кубулушу пайда болбойт. Бул кызыл чектин пайда болушун классикалык теория (электродинамика) түшүндүрө алган эмес жана жарык теориясында көйгөйдү (проблеманы) пайда кылган. Ошентип бул жарык кубулушун (фотоэффекти) түшүндүрүү үчүн дагы жаңы теория талап кылынган. М.Планктын божомолдоосун (гипотезасын) колдонуп, А.Эйнштейн жарык энергиясы дагы кванттардан турат деп эсептеп, жогоруда айтылган көйгөйдү (проблеманы) чече алган. Жарык кубулушу үчүн Эйнштейндин сындамасы (формуласы) төмөнкүчө берилет: $h\nu = A + W_{кмакс}$ (11.1.2), мында $h\nu$– жарык кудретинин (энергиясынын) кванты; A– электрондун металлдан чыгуу жумушу; $W_{кмакс} = \frac{m\upsilon^2_{макс}}{2}$ – электрондун кыймыл кудретинин (кинетикалык энергиясынын) эң чоң (максималдык) мааниси.

Эйнштейн өзүнүн формуласы менен кызыл чектин пайда болушун төмөнкүчө түшүндүрөт: жарык энергиясынын кванты ($h\nu$) электрондун металлдан чыгуу жумушуна (A) барабар же кичине болсо ($A \leq h\nu$) электрон металлдын бетинен чыга албайт. $A = h\nu_к$ болгондо кызыл чек пайда болот. Демек $h\nu > A$ болгондо гана жарык кубулушу пайда болот. Ошентип, жарыктын ургаалдуулугу чоң болгонуна карабай, анын жыштыгы $\nu > \nu_к$ болгондо гана, канчалык ургаалдуулугу чоң болсо ошончолук көп санда электрондор бөлүнүп чыгат. Демек Эйнштейндин ушул (11.1.2) формуласы (сындамасы) менен Столетовдун жарык кубулушуна арналган мыйзамдарын толук түшүндүрө алган. Андыктан А.Эйнштейн ушул (11.1.2) формуласы үчүн Нобель сыйлыгына татыктуу болгон.

§ 11.2. Люминесценция. Жарыктын химиялык аракеттери. Фотосинтез. Фотография

Байыртан эле белгилүү болгондой, жарыктын таасири астында айрым заттар люминесценция кубулушун пайда кылчу, б.а. мындай нерселер белгилүү жыштыктагы жарыкты жутуп алып, башка жыштыктагы жарыкты чачыратып чыгарат. XIX кылымда англия окумуштуусу Дж.Г. Стокс люминесценция кубулушуна тиешелүү төмөнкү эрежени сунуш кылган, б.а. чачыраган жарыктын жыштыгы ($\nu_ч$) жутулган жарыктын жыштыгынан ($\nu_ж$) аз болот ($\nu_ж \succ \nu_ч$) жана бул люминесцения кубулушу пайда болуш үчүн нерсеге түшкөн жутулган жарыктын жыштыгы белгилүү өлчөмдө чоң мааниге ээ болушу зарыл: $\nu_ж \succ \nu_ч$ (10.2.1) Стокстун бул барабарсыздыгын М.Планктын турактуусуна (h) көбөйтүп $h\nu_ж \succ h\nu_ч$ (10.2.2) алабыз. Мындан нерсеге түшкөн жутулган жарыктын фотонун энергиясы ($h\nu_ж$) бул нерседен чачыраган жарык фотонунун энергиясынан ($h\nu_ч$) чоң болот. Ошентип, жарыктын таасири астында нерседе жүрүп жараткан люминесценция кубулушунда жарыктын жутулуу жүрүшү фотондук мүнөзгө ээ экендиги айкындалат.

Бир катар заттар жарыкты жутуп алар замат люминесценция кубулушун пайда кылат жана аларга жарык түшкөндөн баштап $10^{-7} \div 10^{-8}$ секунд өткөндөн кийин бул кубулуш токтойт. Люминесценциянын бул түрү *флюоресценция* деп аталат. Көптөгөн заттар (фосфор ж.б.) жарыктандырылгандан кийин узакка дейре минут, ал тургай саат өлчөмүндө кечигип нур чачыратуу (нурданттуу) улана берет. Люминесценциянын ушул түрү *фосфоресценция* деп аталат.

Айрым молекулалар жарык энергиясынын бүртүгүн (квантын) жута алышат. Ак жарыктын жана ультракызгылт-көк (ультрафиолеттик) нурдун квантынын энергиясы ($h\nu$) молекуланы иондорго ажыратып жиберет, б.а. жарыктын таасири астында фотохимиялык реакция жүрөт. Бул реакцияны ишке ашырыш үчүн нерсеге жутулган жарыктын кванты белгилүү аз өлчөмдөн кем эмес жыштыкка (ν же энергияга $h\nu$) ээ болушу зарыл. Молекулалардын аралашмасы (H_2 *жана* $C\ell_2$) караңгыда узакка кармалып турушат. Бирок, чоң жыштыктагы жана өтө пас жарык менен бул аралашманы ($C\ell_2$+H_2) нурдантса, ал тез арада эле жарылып кетет. Анткени бул аралашмада дагы бир химиялык реакция жүрөт. Водороддун (суутектин) молекуласы (H_2) фотонду ($h\nu$) жутуп алып эки атомго (H+H) ажырайт, б.а. $H_2 + h\nu \rightarrow H + H$. Себеби атомдук водород (H) молекулалык водородко (H_2) караганда абдан активдүү (реакцияга катышууга жөндөмдүү). Бул биринчи реакциядан кийин экинчи химиялык реакция жылуулук бөлүү менен төмөнкүчө жүрөт: $H + Cl_2 = HCl + Cl$. Ошентип бул эки реакциялар учурунда H жана Cl атомдору бошонуп чыгышат. Бул атомдор (Cl, H) Cl_2 жана H_2 молекулалары менен өз-ара аракетте болушат жана бул реакциялар өтө тездикте жүрөт.

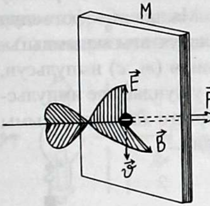
Молекулалардын ар кандай түрдөгү өзгөрүшү химиялык жүрүш (реакция) болуп саналат. Көп учурларда молекула жарыктын таасири менен иондорго ажырагандан кийин биринин артынан бири кайталанган химиялык реакциялар (өзгөрүүлөр) жүрөт. Мисалы, Күндүн таасири менен кездеменин оңушу (өңүнүн өчүшү), адамдын терисинин күнгө күйүшү, жарыктын химиялык аракети болуп саналат.

Жаратылышта кеңири таралган жана эң негизги фотохимиялык жүрүш бул фотосинтез, б.а. жарыктын таасири астында өсүмдүктөр абадан көмүр кислотасын өздөштүрөт (жутат). Өсүмдүктүн жалбырагы хлорофильдин (өсүмдүккө жашыл түс берген) жардамы менен жарыктын таасири астында көмүр кычкыл газды жутат жана кислородду бөлүп чыгарат. Бул реакция менен кислород кайталанып турушат, б.а. жаныбарлар дем алганда кислородду жутушат жана көмүр кычкыл газды бөлүп чыгарат, ал эми өсүмдүктүн жалбырагы жарыктын таасири менен көмүр кычкыл газды жутат жана кислородду бөлүп чыгарат.

Жарыктын химиялык аракети (таасири) сүрөт чыгарууда (фотографияда) кеңири колдонулат. Фотопластинкалардын жана фотоплёнкалардын беттери жарыкты сезгич катмар менен капталган. Мындай катмар катарында бромдуу күмүш (AgBr) бирикмеси колдонулат. Сүрөт чыгарууда ир алды нерсени жарыктантат (нерсеге жарык жиберет), андан чачылган жарык нурлары фотопластинкага (жарык тактачага) түшөт. Бул жарык нурлары бромдуу күмүштүн ($AgBr$) бирикмесинин молекулаларын ажыратып, таза күмүштүн (Ag) бөлүкчөлөрүн пайда кылат. Бул бөлүкчөлөрдүн саны фотопластинкага түшкөн жарыктын ургаалдуулугунан жана түшүү узактыгынан көз каранды. Пластинканын жарык көп түшкөн орундарында бромдуу күмүштүн ($AgBr$) көп сандагы кристаллчаларында көптөгөн таза күмүштөр пайда болот. Ошондуктан пластинкада сүрөткө түшүүчү нерсенин көзгө көрүнбөгөн (жашырын) сүрөтү пайда болот. Бул жол менен негативдик (тескери) сүрөт алынат. Эми нерсенин нукура сүрөтүн алыш үчүн жарыкты сезгич кагаздын (фотокагаздын) үстүнө негативдик фотопластинканы же фотоплёнканы коёт жана ага жарык түшүрөт. Анан фотокагаздын өңүн чыгарат (проявляет) жана бул сүрөттү бекемдейт (закрепляет). Ушундай жол менен оң (позитивдик) сүрөт алынат. Нурдун затка жасаган химиялык аракети жарыктын кванттык теориясы менен жакшы түшүндүрүлөт. Жарык фотонун (квантын) жуткан молекуланын энергиясы көбөйөт. Ошондуктан мындай молекулалар химиялык реакцияга (өзгөрүүгө) оңой жака тез эле катышат. Ушундай жол менен көптөгөн химиялык реакциялар (өзгөрүүлөр) ишке ашырылат. Жутулган фотондун энергиясы ($\varepsilon=h\nu$) канчалык чоң болсо, аны жуткан молекуланын энергиясы да өсөт жана иондорго ажыроого, ошондой эле башка химиялык реакцияга катышууга мүмкүндүгү көбөйөт. М. Планктын формуласы $\varepsilon = h\nu = h\dfrac{c}{\lambda}$ боюнча жарыктын толкун узундугу (λ) канчалык чоң болсо, анда анын квантынын энергиясы (ε) ошончолук кичине болот. Натыйжада чоң толкун узундукка ээ болгон кызыл түстөгү жарыктын квантынын энергиясы абдан аз болот. Ошондуктан фотокагаздарды, пластинкаларды фотографияда иштетүүдө жабык бөлмөдө кызыл жарык колдонулат.

§ 11.3. Жарыктын басымы

Нерсенин бетине түшкөн электромагниттик жарык толкундун пайда кылган басымын жарыктын басымы дейт. Жарыктын электромагниттик толкун теориясына таянып Дж.К. Максвелл жарык нерсеге басым көрсөтөөрүн күткөн. Ушул максатта ал төмөнкүчө ой жүгүрткөн (11.3.1-сүрөт). Металл пластинкасына (М, тактачага) электромагниттик толкун (жарык) түшсүн дейли. Металлдагы эркин электрондорго ($-e$) электромагниттик талаанын чыңалышына (E) ээ болгон электрдик түзүүчүсү электронду $\vec{E}$ ге каршы багытта $(\vec{\upsilon})$ кыймылдатат. Ал эми электромагниттик толкундун магниттик түзүүчүсү ($\vec{B}$) $\vec{\upsilon}$ ылдамдыгы менен кыймылдаган электронго Лоренц күчү $(\vec{F}_л)$ менен металлдык пластинканын бетине тик багытта таасир этет. Натыйжада, жарык толкуну металлдын бетине басым (p) көрсөтөт. Ушундай ой жүгүртүүнүн негизинде Дж.К. Максвелл жарык басымын аныктоонун төмөнкү формуласын сунуш кылган: $p=(1+r)\,w$ (11.3.1). Мында r– нерсенин бетинин жарыкты чагылтуу коэффициенти (көбөйтмөсү); w– электромагниттик толкундун (жарыктын) энергиясынын көлөмдүк тыгыздыгы. Жарыктын нерсенин бетине жасаган басымын Максвелл (11.3.1) формуласы менен эсептеп чыккан. Ал $p=4,5\cdot10^{-6}$ Па барабар болгон. Бул өтө кичинекей басым, анткени бул чоңдук 4,5 Паскальдын миллиондон бир бөлүгүн түзүп жатпайбы.

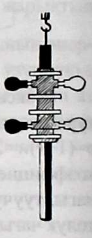


11.3.1-сүрөт. Д.К. Максвеллдин ой жүгүртүүсү боюнча металл тактачага (М, пластинкага) түшкөн жарык (электромагниттик толкун) ага басым (p) кылат.

Максвеллдин (11.3.1) формуласы боюнча абсолюттук (нукура) кара нерсеге түшкөн жарыктын басымын аныктасак, анда $p=(1+r)w=2w$ алынат. Анткени, кара нерсе үчүн жарыктын чагылуу коэффициенти нөлгө (r=0) барабар. Ал эми жарыкты күзгүдөй толук чагылтуучу нерсе үчүн (r=1) болот: $p=(1+1)w=2w$. Ошентип жарыкты толук чагылтуучу нерсеге түшкөн жарыктын басымы, жарыкты толук жутуучу нерсеге караганда эки эсе чоң болуш керек.

Жогоруда Дж.К. Максвелл күткөн жарыктын катуу нерсеге көрсөтө турган басымын орус окумуштуусу П.Н. Лебедев тажрыйбада аныктаган.

Нерсенин бетине жарык нурун жибергенде, бул нур абанын молекулаларын ысытат. Натыйжада жарыктын басымы байкалбай да калат. Ошондуктан П.Н. Лебедев 1900 жылы боштукта жүргүзгөн тажрыйбасында жарыктын жеңил катуу нерсеге жасаган басымын өлчөгөн. Ал жарык басымын өлчөш үчүн жеңил айнек жибтерге өтө жука жеңил тегерек канатчаларды бекиткен (11.3.2-сүрөт). Жарыктын кара (r=0) канатчаларга түшкөндөгү басымы тажрыйбада өзүнчө өлчөнгөн. Андан кийин ак (r=1) канатчаларга жарык түшкөндөгү басымы аныкталган. Ак канатчаларга, караларга караганда, жарык эки эсе көп басым жасаган. Ал эми чагылтуу коэффициенти r=0,5 болгон нерсеге жарыктын көрсөткон басымы $p=7\cdot10^{-6}$ Па болгон. Тажрыйбада алынган бул басым Максвеллдин толкундук теориясы боюнча күткөн басымына ($p=4{,}5\cdot10^{-6}$ *Па*) жакын чыкты. П.Н. Лебедевдин жүргүзгөн тажрыйбаларында ак жана кара нерселерге жарыктын көрсөткөн басымдарынын эки эсеге айырмаланышын кванттык теория боюнча төмөнкүчө түшүндүрүүгө болот. Кара канатчаларга түшкөн жарык фотондору жутулат жана түшүп жатканда гана бир жолу канатчага өзүнүн импульсун ($m_ф\cdot c$) бере алат. Мында $m_ф$– фотондун кыймыл массасы; c– жарыктын фотонунун боштуктагы ылдамдыгы. Ал эми ак канатчаларга жарык фотону түшкөндө ($m_ф\cdot c$) импульсун, анан чачылып чыгып жатканда дагы бир жолу ушундай эле импульсту ($m_ф\cdot c$) берет. Ошентип, жарыктын катуу нерсеге жасаган басымы кванттык теория боюнча оңой эле түшүндүрүлдү.



11.3.2-сүрөт. Лебедевдин жарыктын басымын аныктаган тажрыйбасы.

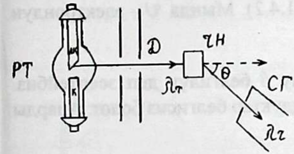
П.Н.Лебедев өзү түзгөн атайын аспабы менен жарыктын газга жасаган басымын (1907–1910 жылдарда) да тажрыйбада аныктады.

§ 11.4. Комптондун кубулушу (эффектиси)

Ушул главада каралган төмөнкү физикалык тажрыйбалар *фотоэффект* (жарык кубулушу, § 11.1), *люминесценция* (§ 11.2), *жарыктын химиялык аракеттери* (§ 11.2) көрсөткөндөй жарыктын заттар менен болгон өз ара байланыштары энергия алмашуу жолу аркылуу ишке ашырыларын жана жарыктын нерсеге басым жасашы (§ 11.3) алардын (жарык менен нерсенин) импульс менен алмашкандарын айкындайт. Бул кубулуштар жарыктын кванттык касиетке ээ экендигин мүнөздөйт жана өз ара аракеттешүү жарыктын бөлүкчөсү болгон фотон менен ишке ашырылат. Жарыктын фотону энергияга ($h\nu$), импульска $\left(\frac{h\nu}{c}\right)$, нөлдүк дүрмөткө (зарядка) жана массага $\left(m_\phi = \frac{h\nu}{c^2},\ c-\right.$ фотондун кыймыл ылдамдыгы) ээ.

Жарыктын кванттык касиетин айкындай турган дагы бир кубулушка, Комптон эффектисине (кубулушуна) кыскача токтотолу.

А. Комптон (1923 г.) монохроматикалык (бирдей толкун узундуктагы) рентгендик нурдун "жеңил" заттардан (графит, парафин ж.б.) чачыроосун тажрыйбада байкаган (11.4.1-сүрөт).



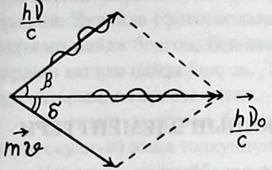
11.4.1-сүрөт. А. Комптондун тажрыйбасы.

Бул сүрөттөн көрүнгөндөй рентген түтүгүнөн (*РТ*) чыгып жана диафрагма (Д) аркылуу өткөн ичке нур аны чачыратуучу нерсеге (чн) түшөт. θ бурчу боюнча чачыраган рентген нуру спектрографка (СГ) түшөт жана анын толкун узундугу өлчөнөт. Бул сүрөттөн (11.4.1-сүрөт) көрүнгөндөй чачыраган нурдун ($\lambda_ч$) толкун узундугу түшкөн нурдукунан ($\lambda_т$) чоң болот $(\lambda_ч \succ \lambda_т)$.

Бул кубулушту *Комптон эффектиси (кубулушу)* деп аташат. *Классикалык толкундук теория* Комптон кубулушун түшүндүрө албайт. Анткени, ушул теория боюнча чачыраган жарыктын толкун узундугу түшкөн толкундун узундугуна барабар болуш керек. Комптон кубулушу көрсөткөндөй толкун узундугун (λ_0, ν_0) өзгөртбөй нерсе аркылуу өтүп кеткен нурдан тышкары, дагы ар кандай бурч (β) боюнча чачыраган рентген нурлары байкалат. Мындай чачыроонун толкун узундугунун өсүшү $\Delta\lambda$=0,000242 (1–cosβ) нм (11.4.1) закон-го баш иет. Мында $\Delta\lambda$– чачыраган нурдун толкун узундугунун өсүшүн көрсөтөт; β– чачыроо бурчу. Ушул эле учурда чачыраган нурдан тышкары, ар кандай бурч (δ) боюнча сүрдүккөн электрондор (электроны отдачи) орунга ээ болушат. Сүрдүккөн электрондордун (электроны отдачи) кинетикалык энергиясы алардын чачыроо бурчунан (δ) көз каранды. Дагы, толкун узундуктун (λ) өзгөрүшү баштапкы толкун узундуктан (λ_0) көз каранды болбойт. Чачыраган фотондор (β) менен сүрдүккөн электрондордун (δ) үлүштөрү бирдей болот. Тынч ($\mathcal{V}_0 = 0$) турган m_0 массалуу электрон жыштыгы ν_0 болгон фотон менен серпилгичтүү урунушат дейли. Ал эми фотон β, электрон δ бурчу боюнча чачырашат. Анда 11.4.2-сүрөт боюнча энергиянын жана импульстун сакталуу закондорун колдонуп төмөнкү эки теңдемени алабыз: $m^2\mathcal{V}^2 = \left(\dfrac{h\nu_0}{c}\right)^2 + \left(\dfrac{h\nu}{c}\right)^2 - 2\dfrac{h\nu\cdot h\nu_0}{c^2}\cos\beta$,

(11.4.1) $h\nu_0 + m_0c^2 = h\nu + \dfrac{m_0c^2}{\sqrt{1-\left(\dfrac{\mathcal{V}}{2}\right)^2}}$, (11.4.2). Мында $\mathcal{V}$ – электрондун ылдамдыгы. Фотондун чачыроо бурчу β белгилүү деп эсептейбиз. Анда бул теңдемелерде ν менен $\mathcal{V}$ чоңдуктар белгисиз болот. Аларды аныктоого болот:

$\nu_0 - \nu = \dfrac{h}{m_0c^2}\nu\,\nu_0(1-\cos\beta)$, (11.4.3). Мунун эки жагын $\dfrac{c}{\nu\,\nu_0}$ го көбөйтүп жана $\dfrac{c}{\nu_0} = \lambda_0$, $\dfrac{c}{\nu} = \lambda$ эске алып жана толкун узундукту нанометр (нм) менен туюнтуп төмөнкүнү алабыз: $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \dfrac{h}{m_0c}(1-\cos\beta) = 0,000242(1-\cos\beta)$ нм, (11.4.4). Мында $\lambda_k = 0,000242$ нм чоңдугу толкундун комптондук узундугу деп аталат. Бул толкун узундук өтө кичине болгондуктан Комптон кубулушун рентгендик толкундар менен гана байкоого болот.



11.4.2-сүрөт. Тынч турган $(m_0, \upsilon_0 = 0)$ электрондон рентгендик фотондун чачырашы. $m\vec{\upsilon}$ - электрондун импульсу. $\frac{h\nu_0}{c}$ – фотондун электронго урунганга чейинки импульсу; $\frac{h\nu}{c}$ – фотондун урунганга чейинки импульсу; β– фотондун чачыроо бурчу; δ– сүрдүккөн электрондун чачыроо бурчу.

Ошентип биз жогоруда караган төмөнкү физикалык кубулуштар: фотоэффект; люминесценция; жарыктын басымы; фотохимиялык реакциялар; Комптон эффектиси жарыктын кванттык касиетин тажрыйбада айкындайт.

XII бап. КВАНТТЫК МЕХАНИКАНЫН ЭЛЕМЕНТТЕРИ

§ 12.1. Заттын бөлүкчөлөрүнүн бүртүк-толкун түрүндөгү экилдик (эки түрдүү) касиети

Жарык нуру экилдик (эки түрдүү) касиетке ээ экендиги белгилүү, башкача айтканда жарык нуру бир эле мезгилде бөлүкчөлүк (фотоэффект, комптон кубулушу) жана толкундук (интерференция, поляризация, дисперсия, дифракция) касиетерине ээ.

Андай болсо заттын бөлүкчөлөрү деле ушундай экилдик касиетке ээ болушу мүмкүн. Бул жөнүндө француз физиги Луи де Бройль (1924 ж.) өзүнүн божомолун (гипотезасын) айткан. Затты түзгөн бөлүкчөлөр бир эле мезгилде эки түрдүү касиетке ээ болуп бүртүк-толкунду түзөт. Бул заттын касиети илимде *дуализм (экилдик)* деп аталат. Зат бөлүкчөсүнүн толкундук касиети механикалык жана электромагниттик толкундардан айырмаланып өзгөчө – де Бройль толкунун түзөт жана аларга окшойт.

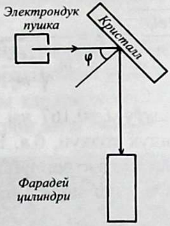
Де Бройль толкун узундугу төмөнкү формула (сындама) менен аныкталат: $\lambda = \dfrac{h}{p}$ (12.1.1), мында λ – де Бройль толкун узундугу, h– Планк турактуусу, p– кыймылдагы бөлүкчөнүн түрткүсү (импульсу). Демек түрткүгө (импульска) ээ болгон ар кандай бөлүкчө де Бройль толкунун түзөт. Ошентип Ааламдагы баардык материянын түрү (зат жана талаа) дуализмге (экилдикке) ээ болот.

§ 12.2. Заттын бүртүк-толкундук касиетин далилдеген тажрыйбалар

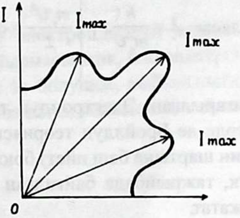
XX-чы кылымдын 20-чы жылдарында жүргүзүлгөн бир топ физикалык тажрыйбалар зат бөлүкчөлөрү бүртүк-толкундук касиетке ээ экендигин далилдеди. Ал тажрыйбалардын жалпы мүнөзү төмөнкүдөй түргө ээ болгон. Мисалы зат бөлүкчөсү болгон электрондордун агымы эки жарыш жылчыктар аркылуу өткөн жана экранга келип түшкөн. Экранда (фототасмада) дифракция кубулушуна таандык сүрөттөмө пайда болгон, башкача айтканда максимум жана минумумдардын катары пайда болгон. Демек электрондордун агымы өзүн толкун катарында көргөзө алган.

Ошентип электрон бир эле учурда бөлүкчөнүн (бүртүкчөнүн, корпускулдун) жана толкундун касиетине ээ болоорун көрсөткөн.

Ушундай тажрыйбалардын бири (1927 ж.) Америкалык окумуштуулар Р. Дэвиссон менен Л. Джермер тарабынан жүргүзүлгөн. Электрондук замбирэктен (пушкадан) чыккан электрондордун агымы никель кристаллына келип түшөт. Андан чагылып Фарадейдин цилиндрине кирет (12.2.1а-сүрөт) дагы, анда пайда болгон электрдик ток гальванометр менен өлчөнөт. Мында пайда болгон ток күчү, кристаллды айландырган кезде максимум жана минимумдардын катарын берген, б.а. электрондор агымынын дифракциясы пайда болгон (12.2.1б-сүрөт).



12.2.1а-сүрөт



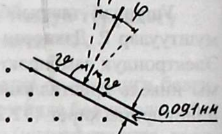
12.2.1б-сүрөт

а) – Р.Девисон менен Л.Джермердин тажрыйбасы; б) – электрондордун агымынын кристаллдан толкун катары чачыроосу.

Ушул тажрыйбада электрондордун ылдамдыгы жана алардын кристаллдан чагылуу бурчтары (φ) өзгөртүлүп турат.

12.2.1а-сүрөттөн көрүнгөндөй гальванометрде өлчөнгөн ток күчү тездетилген электрондордун энергиясынан жана φ бурчунан көз каранды.

Бул сүрөттөн көрүнгөндөй чачыраган электрондордун интенсивдүүлүгү, тездетүүчү чыңалуу U=54В жана бурчу 65^0 болгондо, эң чоң мааниге ээ болот. Дагы электрондордун никель кристаллынан чачырашы ушундай эле кристаллдан рентген нурунун чачырашына абдан окшоп турат. Оптикадан билгендей рентген нуру кристаллдан белгилүү гана бурчтарда, б.а. Вульф-Брэггдин шартына $n\lambda = 2d\sin\theta$ туура келген толкун узундуктагы (λ) гана рентген нуру кристаллдан чагылат (12.2.2-сүрөт).

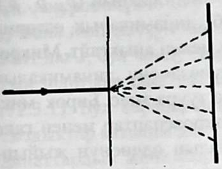


12.2.2-сүрөт. Кристаллга түшкөн λ толкун узундуктагы рентген нуру Вульф-Брэггдин шартынын негизинде $\left(n\lambda = 2d\sin\theta\right)$ жылышуу бурчу θ боюнча чагылат. Мында, d– тегиздиктер ортолук аралык, n– чагылуунун катар саны.

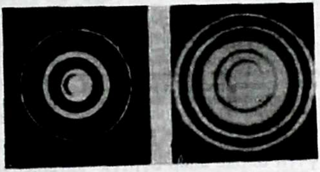
Мында n=1, θ=62^0, d=0,091 *нм*, анда λ=0,165 *нм* барабар болот. Ал эми тажрыйбанын шарты (U=54В) боюнча Луи де Бройлдын формуласы $\lambda = \dfrac{h}{m_e \upsilon}$; $\left(\dfrac{m_e \upsilon^2}{2} = eU; \quad \upsilon = \sqrt{\dfrac{2eU}{m_e}}; \quad \lambda = \dfrac{h}{m_e\sqrt{\dfrac{2eU}{m_e}}} \right)$ менен чыгарылган. Электрондун толкун узундугу λ_e=0,167 *нм* болду. Бул жерде де Бройлдун теориясы (электрондук толкун, б.а. Вульф-Бреггдин шартына баш ийет) боюнча эсептелген электрондун толкун узундук, тажрыйбада байкалган толкун узундукка шумдуктай дал келип жатат.

1927 жылы англия физиги Дж. П. Томсон жана советтик физик П.С. Тартаковский жука металл баракчадан (фольгадан) чоң ылдамдыкка чейин күчөтүлгөн электрондор агымын өткөрүшүп дифракциялык сүрөттү алышкан (12.2.3-сүрөт). Фальгага түшкөн электрондор жарык фотону сымал таасир беришет. Ушундай жол менен алтын фольгада алынган электронограмма алюминийде алынган рентгенограмма менен салыштырып 12.2.4. а,б-сүрөттө берилген. Бул дифракциялык сүрөттөр шумдуктай окшош, б.а. электрондор агымы толкундук касиетке ээ.

1949 жылы советтик физиктер Л.М. Биберман, Н.С. Сушкин жана В.А. Фабрикант кезек менен учуп жаткан айрым электрондордун дифракциясын тажрыйбада алышкан (12.2.5-сүрөт).

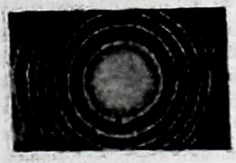


12.2.3-сүрөт. Металл фольгадан (Ф) өткөрүлгөн электрондор агымы (ЭА) экранда (Э) дифракциялык сүрөттү пайда кылат.



12.2.4а,б-сүрөт. а) – алтын фольгадан алынган электронограмма; б) – алюминийден алынган рентгенограмма.

Бул дифракциялык сүрөттөр электрондордун агымы түзгөн диффракциялык сүрөттөрдөн эч айырмасы жок, б.а. электрондордун агымы кандай толкундук касиетке ээ болушса, кыймылдагы айрым электрон дагы толкундук касиетке ээ деген жыйынтык келип чыкты.



12.2.5-сүрөт. Кезек менен учуп жаткан айрым электрондордун дифракциясы.

1929 жылы немец физиги О. Штерндин жетекчилиги астында атом жана молекулалар агымынын дифракциясы экспериментте алынды.

Ошентип элементардык бөлүкчөлөр: фотон, электрон жана алардын агымы гана эмес, атом жана молекулалардын агымы да толкундук касиетке ээ экендиги экспериментте далилденген.

§ 12.3. Гейзенбергдин аныксыздык катыштары

Классикалык физикада материалдык чекиттин абалын анын мейкиндиктеги координаттарынын (x, y, z), импульстарынын (p_x, p_y, p_z), энергиясынын, убакыт аралыктарынын ж.б. динамикалык өзгөрмө чоңдуктарынын сан маанилерин берүү жолу менен аныктайт. Микробөлүкчөлөрдүн абалын макронерселерди мүнөздөөчү динамикалык чоңдуктар аркылуу сандык жактан сүрөттөө туура эмес. Бирок микробөлүкчөлөрдүн абалы экспериментте макроаспаптар менен гана аныкталат. Ошентиип микробөлүкчөнүн абалын өлчөөнүн жыйынтыктары макронерселер үчүн иштелип чыккан динамикалык өзгөрмө чоңдуктар аркылуу мүнөздөөгө аргасыз болобуз. Мисалы атомдогу электрондун абалы анын энергиясынын, импульсунун ж.б. өлчөмөлөрүнүн (параметрлеринин) мааниси менен мүнөздөлөт.

Жогоруда (§§ 12.1; 12.2) көрсөтүлгөндөй заттын бөлүкчөлөрү жаратылышы боюнча коштук (экилдик) бүртүк – толкундук касиеттерге ээ. Ошондуктан микробөлүкчөлөрдүн кыймылын жазып көрсөтүш үчүн бирде алар бүртүк катарында, башка учурда толкун катарында элестетилет. Андыктан микробөлүкчөлөр бөлүкчөлөрдүн же толкундун баардык касиеттерине ээ деп эсептөөгө болбойт. Натыйжада микробөлүкчөлөргө классикалык механиканын түшүнүктөрүн колдонууда айрым чектөөлөрдү киргизүү зарылдыгы пайда болду.

Классикалык механикада ар кандай бөлүкчөлөр белгилүү траектория боюнча кыймылдашат да, убакыттын ар бир учурунда тиешелүү өлчөмдөгү координаттарга жана импульстарга ээ болушат. Толкундук касиетке ээ болгондугуна байланыштуу микробөлүкчө классикалык кадимки бөлүкчөлөрдөн өзгөчө айырмаланышат. Микробөлүкчөнүн негизги айырмачылыгынын бири, анын белгилүү бир траектория боюнча кыймылдабастыгы, дагы бир эле мезгилде координатасы жана импульсу так маанилерге ээ боло алышбайт. Микробөлүкчөнүн бул өзгөчөлүгү анын коштук (экилдик) бүртүктүк – толкундук касиети менен түшүндүрүлөт. Мисалы микробөлүкчөнүн импульсу жогорку тактыкта аныкталса, анда анын координаттары (x, y, z) чоң аныксыздык менен өлчөнөт же тескерисинче координатасы так аныкталса, анда импульсу аныксыз бойдон калат.

Немец окумуштуусу В.Гейзенберг микробөлүкчөнүн толкундук касиетине байланыштуу анын мейкиндиктеги кыймылына (абалына) чектөө киргизген. Бул чектөөнү *Гейзенбердин аныксыздык катышы* деп аташат. Бул аныксыздык боюнча микробөлүкчө бир эле учурда жогорку тактыктагы импульска жана координаттарга ээ боло албайт, б.а. микробөлүкчө бир эле мезгилде белгилүү координаттарга (x, y, z) жана импульстун тиешелүү чоңдуктагы проекциясына ээ боло албайт дагы, бул чоңдуктардын аныктыгы төмөнкү барабарсыздыктардын шартына баш иет, алар $\Delta\tilde{o} \cdot \Delta p_x \geq h$, $\Delta y \cdot \Delta p_y \geq h$, $\Delta z \cdot \Delta p_z \geq h$ (12.3.1). Бул барабарсыздыктардын катышын Гейзенбергдин аныксыздыктар катышы дейт. Мындан төмөнкүдөй корутунду чыгат: координаттардын жана аларга тиешелүү vимпульстардын проекциясынын аныксыздыктарынын (Δx, Δy, Δz жана Δp_x, Δp_y, Δp_z) көбөйтүндүлөрү $\left(\Delta x \cdot \Delta p_x;\ \ \Delta y \cdot \Delta p_y;\ \Delta z \cdot \Delta p_z\right)$ Планк туруктуусунан (h) кем болбойт. Аныксыздык катышынан (12.3.1) дагы төмөнкүдөй жыйынтык чыгат: эгерде микробөлүкчөнүн абалы так маанидеги координатка (Δx=0) ээ болсо, анда анын бул абалдагы тиешелүү импульс проекциясы таптакыр аныксыз $(\Delta p_x \to \infty)$ болот, жана тескерисинче Δp_x=0 болгондо $\Delta x \to \infty$ болот. Ошентип, микробөлүкчө эч качан бир эле учурда так маанидеги импульска жана координатага ээ болгон абалда боло албайт. Мындан, микробөлүкчөнүн координатасын жана импульсун алдын ала берилген тактыкта өлчөп алуу мүмкүн эместиги чыгат. Жогоруда айтылгандай, классикалык механика боюнча бөлүкчөнүн координатасы жана импульсу каалаган тактыкта өлчөнөт, ал эми аныксыздык катышы классикалык механиканын микробөлүкчөгө колдонулушуна кванттык чектөө киргизген. Аныксыздык катышы микробөлүкчөнүн өзгөчөлүгүн чагылтат, б.а. бул катыш классикалык механика түшүнүгүн кандай деңгээлде микробөлүкчөлөргө колдонооруна баа бере алат. Мисалы, аныксыздык катышы микробөлүкчөнүн классикалык механикалык мүнөздөмөсү болгон траекториясы жөнүндө кандай тактыкта айта алат? Бөлүкчөнүн траектория боюнча кыймылы, анын координатынын жана ылдамдыгынын убакыттын ар бир учуру үчүн белгилүү болгон маанилери менен мүнөздөлөт. Аныксыздык катышындагы (12.3.1) микробөлүкчөнүн импульсунун аныксыздыгын анын массасы (m) жана ылдамдыгынын аныксыздыгы $(\Delta \upsilon_x)$ менен туюнтабыз, б.а. $\Delta p_x = m \cdot \Delta \upsilon_x$ барабардыгын эске алабыз: $\Delta x \cdot \Delta \upsilon_x \geq \dfrac{h}{m}$ (12.3.2).

Мындан көрүнгөндөй микробөлүкчөнүн массасы (m) канчалык чоң болсо, анын координатынын жана ылдамдыгынын аныксыздыктары ошончолук аз болот, б.а. ошончолук жогорку тактыкта бул бөлүкчөгө траектория түшүнүгүн колдонууга мүмкүн болот. Мисал катарында массасы m=10^{-12}кг сызыктуу өлчөмү m=10^{-6}м болгон, кординатасы (x) $\frac{\Delta x}{x} = 0,01$ салыштырма тактыкта аныкталган бүртүкчөнү карайлы. Координатасынын аныксыздыгы $\Delta x = 0,01 \cdot x = 0,01 \cdot 10^{-6}\,м = 10^{-8}\,м$, ал эми ылдамдыгынын аныксыздыгы (12.3.2) туюнтмасы боюнча $\Delta \upsilon_x = \frac{h}{\Delta x \cdot m} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}\,Дж \cdot с}{10^{-8} м \cdot 10^{-12} кг} = 6,62 \cdot 10 \frac{-14 H \cdot м \cdot c}{м \cdot кг} = 6,62 \cdot 10^{-14} \frac{м}{c} = 6,62 \cdot 10^{-14} \frac{м}{c}$ барабар болот. Бул координатынын Δx=$10^{-8}м$ жана ылдамдыктын $\Delta \upsilon_x = 6,62 \cdot 10^{-14} \frac{м}{с}$ аныксыздыктары өтө кичине чоңдуктар болгондуктан, каралып жаткан микробөлүкчөнүн толкундук касиеттери эч кандай мааниге ээ болбойт. Натыйжада анын координатасы (x) жана ылдамдыгы (υ_x) бир эле учурда жогорку тактыкта $\left(\Delta x = 10^{-8} м;\ \Delta \upsilon_x \cong 10^{-14} \frac{м}{с}\right)$ өлчөнөт. Ошентип бул учурда микробөлүкчөнүн (бүртүкчөнүн) кыймылын сүрөттөш үчүн классикалык механиканын закондорун жеткиликтүү тактыкта колдонууга мүмкүн.

Эми микробөлүкчөгө аныксыздык катышын колдонуп көрөлү. Мейли x огу боюнча электрондор агымы $\upsilon_x = 10^8 \frac{м}{с}$ ылдамдыкта кыймылдасын дейли. Бул ылдамдык $\frac{\Delta \upsilon_x}{\upsilon_x} = 0,0001$ өлчөмдө тактыкталса, анда ылдамдыктын аныксыздыгы $\Delta \upsilon_x = 0,0001 \cdot \upsilon_x \cong 10^{-4} \cdot 10^{+8} \frac{м}{c} \cong 10^{+4} \frac{м}{c}$ барабар болот. Анда электрондун координаты (x) кандай өлчөмдө тактыкталат? (12.3.1) теңдеме боюнча $\Delta x = \frac{h}{m \cdot \Delta \upsilon_x} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}\,Дж \cdot с}{9,11 \cdot 10^{-31} кг \cdot 10^4 \frac{м}{c}} \cong 7,27 \cdot 10^{-6} \frac{H \cdot c^2}{кг} \cong 7,27 \cdot 10^{-6} м \cong 7,27 \cdot 10^{-3} мм$ алынат.

Ошентип, бул учурдагы электрондун абалы миллиметрдин миңден бир үлүшүндөгү тактыкта аныкталат. Мындай тактыкта электрон белгилүү траектория боюнча миробөлүкчө сымал кыймылдайт деп эсептөөгө болот, б.а. мындай микробөлүкчөнүн (электрондун) кыймылын кассикалык механиканын закондору менен мүнөздөөгө болот.

Эми аныксыздык катышын (12.3.1) эң жөнөкөй (ядросунда бир гана протону бар жана анын тегерегинде жалгыз электрону кыймылдаган) водород атомундагы электронго колдонолу. Бул электрондун координатынын аныксыздыгы $\Delta x \approx 10^{-10}\,м$ болсун дейли, б.а. атомдун өлчөмүнө (диаметрине d=2r) жакын. Анда аныксыздык катышы (3.3.1) боюнча электрондун ылдамдыгынын аныксыздыгын $\left(\Delta \upsilon_x\right)$ эсептөөгө болот: $\Delta \upsilon_x = \dfrac{h}{m \cdot \Delta x} = \dfrac{6,62 \cdot 10^{-34}\,Дж \cdot с}{0,91 \cdot 10^{-30}\,кг \cdot 10^{-10}\,м} \cong 7,27 \cdot 10^6\,\dfrac{м}{с}$.

Эми класикалык физиканын закону боюнча ядронун (протондун) тегерегинде радиусу $r = 0,5 \cdot 10^{-10}м$ болгон айлана боюнча кыймылдаган электрондун ылдамдыгын (υ) табалы. Электронду борборго (ядрого) тарткан күчтүн $\left(F_{/e/} = \dfrac{m_e \upsilon^2}{r}\right)$ милдетин кулон күчү $\left(F = \dfrac{e^2}{4\pi^2 \varepsilon_0 r^2}\right)$ аткарат. Мындан $\upsilon = \left(\dfrac{e^2}{4\pi \cdot \varepsilon_0\, m_e \cdot r}\right)^{1/2}$ алынат. Электрон жана протондун зарядын $e = 1,6 \cdot 10^{-19}\,Кл$, электрдик турактууну $\left(\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-19}\,\dfrac{Кл^2}{Н \cdot м^2}\right)$ жана электрондун массасын $\left(m_e = 0,91 \cdot 10^{-30}\,кг\right)$ эске алып анын ылдамдыгын эсептеп $\upsilon = 2,24 \cdot 10^6 \cdot \dfrac{м}{с}$ алабыз. Ошентип ылдамдыктын аныксыздыгы $\left(7,27 \cdot 10^6\,\dfrac{м}{с}\right)$ ылдамдыктын өзүнөн $\left(2,24 \cdot 10^6\,\dfrac{м}{с}\right)$ экиден көп эсе чоң болду. Натыйжада атомдогу электронду белгилүү траектория боюнча кыймылдайт деп эсептөөгө болбойт, б.а. атомдогу электрондун кыймылын классикалык физиканын закондору менен сүрөттөгө болбойт.

Гейзенбергдин аныксыздык катышы микробөлүкчөнүн координатасы (x) менен анын импульсуна (p_x) жана координатасы (X) менен ылдамдыгына (υ_x) колдонулаары жогоруда $\left[(12.3.1);(12.3.2)\right]$ көрсөтүлдү. Бул чоңдуктардын аныксыздыктары (Δx *менен* Δp_x *жана* Δx *менен* $\Delta \upsilon_x$) өз-ара байланышта болушат.

Микробөлүкчөнүн энергиясынын (E) жана анын убакыт аралыгынын (t) аныксыздыктары (ΔE менен Δt) дагы ушундай байланышта болушат, б.а. $\Delta E \cdot \Delta \geq h$. (12.3.3).

Жогоруда айтылгандардын негизинде жана (12.3.1; 12.3.2; 12.3.3) туюнтмалардын негизинде Гейзенбергдин аныксыздык катыштарына жалпы аныктама берүүгө жана жалпы формула жазууга болот. Өз-ара байланышкан эки өзгөрмө чоңдуктардын (A,B) аныксыздыктарынын (ΔA, ΔB) көбөйтүндүсү Планк турактуусунан (h) кичине болбойт, б.а. $\left(\Delta \mathrm{A} \cdot \Delta \mathrm{B} \geq h\right)$ (12.3.4).

Гейзенбергдин катыштары Луи де Бройль толкун узундугуна ($\lambda_Б$) барабар болгон мейкиндиктер үчүн аткарылат. Ал эми чоң мейкиндиктер үчүн классикалык физиканын мыйзамдары аткарылат.

§ 12.4. Толкун озипасы (функциясы) жана анын статистикалык мааниси

Микробөлүкчөнү эки көз караш менен карайлы, б.а. микробөлүкчөнүн кыймылын классикалык физика жана кванттык физика менен мүнөздөйлү. Анда төмөнкү үч жыйынтыка келебиз. Биринчиден, классикалык физиканын көз карашы менен алганда бир бөлүкчө *себептик-корутундулук байланышка (детерменизмге)* баш ийет, б.а Ньютондун экинчи мыйзамы боюнча кыймылдайт. Экинчиден, көп сандаган классикалык бөлүкчөлөр гана мүмкүндүк (ыктымалдуулук) теориясына баш ийишет. Үчүнчүдөн, классикалык бир бөлүкчө, эгерде жолунда эки жылчык болсо бирөө аркылуу гана өтөт.

Эми ошол эле бөлүкчөнүн кыймылын кванттык көз караш менен карайлы. Биринчиден, заттын бөлүкчөсү бир эле учурда бөлүкчө жана толкун катарында каралат, б.а бөлүкчө дуализм (экилдик) касиетине ээ. Экинчиден, бир эле (жалгыз) кванттык бөлүкчө мүмкүндүк (ыктымалдык) теориясына баш ийет. Үчүнчүдөн, бир (жалгыз) кванттык бөлүкчө алдында турган эки жылчык аркылуу өтө алат. Ошентип бөлүкчөнү кванттык көз караш менен караганда анын басып өткөн изи (траекториясы) белгисиз болуп калат жана классикалык физикадагы терминдерди пайдаланууга мүмкүн болбой калат. Мисалы түрткү (импульс), ылдамдык, ылдамдануу, кудурет (энергия), убакыт, координаталар деген ж.б. классикалык бөлүкчөнүн кыймылын мүнөздөөчү чондуктар пайдаланууга жарабай калат дагы Ньютондун мыйзамдары менен кванттык бөлүкчөнүн кыймыл изин (траекториясын) аныктоого болбой калат. Демек, кванттык бөлүкчөнүн кыймылын мүнөздөш үчүн жаңы чоңдук киргизүү керек. Ал чоңдук *толкун-функциясы же пси-функциясы* деп аталат. Ψ(x,y,z,t) – «пси» – функциясы. Бул *толкун-функциясы комплекстүү (тутумдаш) функция*, ошондуктан физикалык мааниге ээ эмес, бирок анын эң чоң маанисинин (амплитудасынын) квадраты физикалык мааниге ээ. Толкундук функциянын (Ψ) эң чоң маанисинин квадраты $|\Psi|^2$ бөлүкчөнүн бирдик көлөмдө (dV) болуу мүмкүндүгүнө барабар, б.а. бирдик көлөмдө болуу мүмкүндүгүнүн тыгыздыгына $\left(\frac{d\omega}{dV}\right)$ барабар: $|\Psi|^2=\frac{d\omega}{dV}$, (12.4.1) мында V– көлөм, ω– бөлүкчөнүн V көлөмдө болуу мүмкүндүгү, ал өз учурунда төмөнкү формула менен аныкталат $\omega=\int|\psi|^2\,dV$. Бөлүкчөнүн V көлөмдө болуу мүмкүндүгүнүн (ω) чоңдугу нөлдөн бирге чейинки мааниге ээ. Эгерде бөлүкчө берилген көлөмдө жок болсо ω=0, ал эми бөлүкчө ал көлөмдө бар болсо ω=1 болот.

§ 12.5. Шредингердин теңдемеси

Кванттык бөлүкчөнүн кыймылын мүнөздөө үчүн Ньютондун мыйзамы туура келбегендиктен Шредингер (1926 ж.) кванттык бөлүкчө үчүн төмөнкүдөй теңдемени сунуш кылган: $-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi+U\psi=i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}$, (12.5.1), мында h– Планктын турактуусу; m– бөлүкчөнүн массасы; U– бөлүкчөнүн көмүскө кудурети (потенциалдык энергиясы), i-*мнимый (жалган) сан;* $\Delta=\nabla^2=\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}$, (12.5.2) мында, Δ– дельта; ∇ – набло деп окулат; Бул Δ – белги *Лапластын оператору* деп аталат. (12.5.1) түрүндөгү теңдеме *Шреденгердин убакыттык теңдемеси* деп аталат. Анткени көмүскө кудурет (потенциалдык энергия) жана толкун функциясы координаттардан жана убакыттан көз каранды, б.а. U (x,y,z,t), Ψ(x,y,z,t). Ал теңдеме (12.5.1) дайыма эле чыгарылышка ээ болбойт. Анын чыгарылышы үчүн төмөнкүдөй үч шарт аткарылышы керек. Биринчиден, Ψ(x,y,z,t) үзгүлтүксүз, бир тектүү жана өлчөмдүү (конечный) болот.

Экинчиден, бул толкун функциясынын координаттар жана убакыт боюнча алынган биринчи жана экинчи туундулары дагы үзгүлтүксүз, бир тектүү жана өлчөмдүү болуштары керек. Үчүнчүдөн, нормалдоо шарты аткарылышы керек, б.а $\int\limits_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 \, dV = 1$ (12.5.3).

Бул шарт боюнча каралган көлөмдө кванттык бөлүкчө сөзсүз болушу зарыл.

Көпчүлүк учурларда кванттык бөлүкчөнүн кыймылы убакыттан көз каранды эмес. Мисалы атомдун электрону өз орбитасында радиусун өзгөртпөй айлана берет. Мындай учурлар үчүн Шредингердин туруктуу (статикалык) теңдемеси колдонулат:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(W - U)\Psi = 0\,, \tag{12.5.4}$$

мында $\Psi = \Psi(x,y,z,t)$; $U(x,y,z,t)$– булар убакыттан көз каранды эмес. (W)– кванттык бөлүкчөнүн толук кудурети (энергиясы), ал кыймыл кудурети (кинетикалык энергия) W_k менен көмүскө кудуреттин (потенциалдык энергиянын) $W_д$ кошундусуна барабар: $W = W_k + W_д = \frac{p^2}{2m} + U$, (12.5.5). мында W_k– кыймыл кудурети (кинетикалык энергия); $W_д$ – дармандык кудурети (потенциалдык энергия); p– бөлүкчөнүн түрткүсү (импульсу).

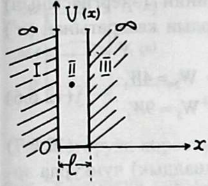
Эгерде бул теңдемени X огу боюнча кыймылдаган эркин кванттык бөлүкчө үчүн жазсак, ал төмөнкүдөй түргө ээ болот:

$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} W\Psi = 0$ (12.5.6), мында $\Delta = \frac{d^2}{dx^2}$ – *Лапластын оператору.*

§ 12.6. Дармандык (потенциалдык) чуңкурдагы микробөлүкчө

Микродүйнөдө көпчүлүк бөлүкчөлөр дармандык (потенциалдык) чуңкурда кыймылдайт десек болот, анткени алардын дармандык кудуретинин (потенциалдык энергиясынын) аралыктан болгон көз карандылыгы чуңкур түрүндөгү графикке ээ болот. Мисалы: атомдогу электрон, өткөргүчтөгү электрон жана ядродогу нуклон (протон, нейтрон) ошондой графиктерге ээ болот жана дармандык кудурети (потенциалдык энергиясы) терс мааниге ээ.

Мындай учурларда Шредингердин туруктуу теңдемеси колдонулат. Ал теңдемени эң жөнөкөй учур үчүн карап көрөлү. Микробөлүкчө капталдары чексиз бийик болгон дармандык чуңкурда эркин кыймылдасын дейли (12.6.1-сүрөт).



12.6.1-сүрөт. Капталдары чексиз бийик дармандык (потенциалдык) чуңкурда эркин кыймылдаган бөлүкчө.

Бул учурда дармандык кудурет (потенциалдык энергия) бир гана x– координатынан көз каранды болсун жана микробөлүкчө x–огу боюнча эркин кыймылдасын дейли. 12.6.1-сүрөттө 3 аймак бар. *I* жана *III* аймактар чуңкурдун дубалы болуп саналат жана чексиз бийиктике ээ. Ал эми *II* аймакта микробөлүкчөнүн дармандык кудурети (потенциалдык энергиясы) нөлгө (0) барабар.

Бул айтылгандарды математикалык түрдө төмөнкүчө жазсак болот: $U=(x)\begin{cases}\infty, x \prec 0\,(I)\\ 0, 0 \le x \le l\,(II)\\ \infty, x \succ l\,(III)\end{cases}$

Мындай кыймылдагы бөлүкчө үчүн Шредингердин эркин кыймылдаган бөлүкчөнү мүнөздөгөн теңдемеси (12.5.6.) туура келет:

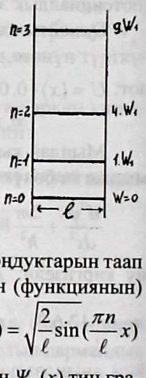
$\frac{d^2\psi}{dx^2}+\frac{2m}{\hbar^2}W\Psi=0$ (12.6.1), мында төмөнкүдөй белгилөөнү киргизели: $k^2=\frac{2m}{\hbar^2}W$ (12.6.2). Бул эки барабардыктан (12.6.1. жана 12.6.2) алынган $\frac{d^2\psi}{dx^2}+R^2\Psi=0$ теңдемени чыгаргандан кийин анын өздүк функциясы (озуйпасы) төмөнкүдөй түргө ээ болот: $\Psi(x)=A\sin(kx)+B\cos(kx)$, (12.6.3). Эгерде чектик шарттарды эске алсак: $\mathrm{k}_n=\frac{\pi}{\ell}n$ (12.6.4), мында $n-1,2,3...$, ℓ– дармандык чуңкурдун түбүнүн кеңдиги. (12.6.2) ни жана (12.6.4) тү эске алганда (12.6.1) чи теңдеменин өздүк маанилери төмөнкүдөй түргө ээ болот: $W_n = \dfrac{k_n{}^2\hbar^2}{2m} = \dfrac{\pi^2\hbar^2}{2m\ell^2} n^2$ (12.6.5).

Булар микорбөлүкчөнүн толук кудуретинин (энергиясынын) маанилерин берет жана ал натуралдык сандардын квадратынан (n^2) көз каранды.

Эгерде n=1 болсо $W_1 = \dfrac{\pi^2\hbar^2}{2m\ell^2}$ $\begin{matrix} n=2, & болсо\ W_2 = 4W_1 \\ n=3, & болсо\ W_3 = 9W_1 \end{matrix}$. (12.6.6)

Ал эми n мааниси үчүн $n \to W_n = n^2 W_1$. (12.6.7)

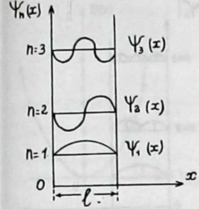
Демек, микробөлүкчө дармандык (потенциалдык) чуңкурда эркин кыймылдаганда анын кудурети (энергиясы) каалагандай мааниге ээ болбостон, бүтүн сандын квадратына (n^2) көз каранды болуп белгилүү гана чоңдуктарга ээ болот, б.а. энергия кванттык маанилерге ээ, тактап айтканда n=1 абалындагы биринчи (W_1) 4;9;16;25 жана башка эсе чоң болгон энергияларга ээ болгон абалдарда гана кыймылдай алат жана (12.6.7) сындамасына (формулага) баш ийет (12.6.2-сүрөт).



12.6.2-сүрөт. Дармандык (потенциалдык) чуңкурда эркин кыймылдаган бөлүкчөнүн энергиясы (W) кванттык (үзгүлтүктүү, бүртүктүү) маанилерге ээ, б.а. бөлүкчөнүн энергиясынын деңгээлдери.

(12.6.3) сындамадагы (формуладагы) А жана Б чоңдуктарын таап жана (12.6.4) сындаманы эске алып өздүк озуйпанын (функциянын) (12.6.3) теңдемесин төмөнкүчө жаза алабыз: $\Psi_n(x) = \sqrt{\dfrac{2}{\ell}} \sin(\dfrac{\pi n}{\ell} x)$ (12.6.8).

Бул (12.6.8) теңдеменин n=1,2,3... маанилери үчүн $\Psi_n(x)$ тин графигин чийсек 12.6.3-сүрөттү алабыз.



12.6.3-сүрөт. Потенциалдык чуңкурдун n=1,2,3 абалдарындагы толкундук (пси, Ψ) функциялары [$\Psi_n(x)$].

Жогоруда көрсөтүлгөн сындамалардагы (формулалардагы) чуңдук "к" толкун санын көрсөтөт анын аныктамасы боюнча $k=\dfrac{2\pi}{\lambda_{бр}}$ (12.6.9), мында $\lambda_{бр}$ – микробөлүкчөнүн де-Бройль толкун узундугу.

(12.6.4) жана (12.6.9) барабардыктарынан төмөнкүнү алабыз $\dfrac{2\pi}{\lambda_{бр}}=\dfrac{\pi}{\ell}n$. Андан $\ell=\dfrac{\lambda_{бр}}{2}n$ (12.6.10).

Акыркыдан төмөнкүдөй жыйынтыка келебиз:

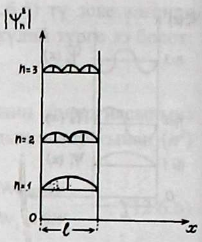
n=1, болгондо $\ell=\dfrac{\lambda_{бр}}{2}$

n=2, болгондо $\ell=\lambda_{бр}$

n=3, болгондо $\ell=\dfrac{3}{2\lambda_{бр}}$ жана дагы ушул сыяктуу болот, башкача айтканда микробөлүкчө дармандык чуңкурда кыймылдаганда чуңкурдун түбүндө бүтүн санга барабар болгон де-Бройльдун жарым толкун узундугу туура келгендей болуп кыймылдайт.

Акырында толкундук озуйпанын (функциянын) амплитудасынын квадратын (Ψ^2_{max}) табабыз. Анткени ал (Ψ^2_{max}) бөлүкчөнүн болуу мүмкүндүгүнүн тыгыздыгын көрсөтөт.

Биз ушуну гана биле алабыз, ал эми микробөлүкчөнүн кайсыл жерде тургандыгын көрсөтө албайбыз жана кыймыл изин дагы таба албайбыз. Ψ–озуйпасынын (функциясынын) амплитудасынын квадратынын графиги 12.6.4-сүрөттө көргөзүлгөн. Демек n=1болгондо микробөлүкчө дармандык (потенциалдык) чуңкурдун орто жеринде болуунун чоң мүмкүндүгүнө ээ, ал эми четинде болуу мүмкүндүгү 0 барабар. n=2 болгондо микробөлүкчө 2 чекитте болуу мүмкүндүгү чоӊ мааниге ээ, ал эми ортосунда жана эки четинде табылуу мүмкүндүгү 0 барабар. Бул учурда микробөлүкчө бир эле убакытта эки жерде бирдей санда болуу (табылуу) мүмкүндүгүнө ээ. n=3 болгондо үч жерде бирдей көп табылуу мүмкүндүгүнө ээ болот, б.а. бир эле бөлүкчө үч жерде боло алат дегенди түшүндүрө алат. Ал эми n=4 болсо, 4 жерде; n=5 болгондо, беш жерде жана ушул сыяктуу болот. Мындай касиетке микробөлүкчө, б.а. кванттык бөлүкчө гана ээ болот. Ал эми классикалык бөлүкчөнүн кванттык бөлүкчөдөн айырмасы бир гана жерде табыла (боло) алат.

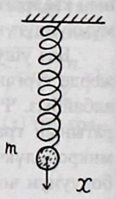


12.6.4-сүрөт. Потенциалдык чуңкурдун n=1,2,3... *абалдарындагы толкундук функциялардын квадраттары* $\left(|\psi_2|^2\right)$.

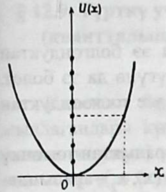
§ 12.7. Сызыктуу гармоникалык осциллятор

Осциллятор деп ар кандай термелип жаткан материалдык чекит аталат. Мисалы пружинага илинген шарды, б.а. осцилляторду кыргызча *термелгич* деп атасак болот. Термелгич классикалык физикада серпилгич күчүнүн таасири менен термелип жана Гуктун мыйзамына баш ийет: $F=-kx$ (12.7.1), мында k– пружинанын серпилгичтүүлүк коэффициенти; x– пружинанын чоюлуу же кысылуу аралыгы; F– Гук күчү же серпилгич күчү. Пружинага байланган шарды чоюп кайра коё бергенде (12.7.1-сүрөт) анын ***потенциалдык энергиясы төмөнкү*** сындама (формула) менен аныкталат: $U_{(x)}=\dfrac{kx^2}{2}$. (12.7.2)

(12.7.2) сындаманын графиги 12.7.2-сүрөттө көрсөтүлгөн:



12.7.1-сүрө т. Пружинага илинген шар классикалык термелгич (осциллятор) болуп саналат.



12.7.2-сүрөт. Классикалык термелгичтин (осциллятордун) потенциалдык энергиясы (U_x) үзгүлтүксүз мааниге ээ.

12.7.2-сүрөттө көрүнгөндөй классикалык термелгичтин дармандык кудурети (потенциалдык энергиясы) үзгүлтүксүз өзгөрөт.

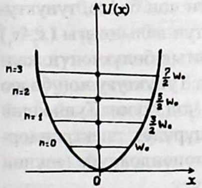
Эми термелгичти кванттык теория боюнча карайлы. Кванттык термелгичтин теңдемеси Шредингердин төмөнкү теңдемеси менен мүнөздөлөт:

$$\Delta\Psi + \frac{2m}{\hbar^2}(W - \frac{kx^2}{2})\ \psi = 0\,. \qquad (12.7.3)$$

Бул теңдемени чыгарганда термелгичтин (осциллятордун) өздүк кудуреттери (энергиялары) төмөнкү маанилерге ээ болот:

$$W_n = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_0 \qquad (12.7.4),$$

мында n=0,1,2... ж.б., ω_0– өздүк жыштык. Биринчиден – (12.7.4) сындамасы көрсөткөндөй кванттык серпилгичтин кудурети үзгүлтүктүү (кванттык) маанилерге ээ болот (12.7.3-сүрөт). Ал эми классикалык теория менен караганда серпилгичтин кудурети (энергиясы) 12.7.2-сүрөтү менен мүнөздөлөт. Ал үзгүлтүксүз мааниге ээ. Экинчиден n=0 болгондо $W_0 = \frac{1}{2}h\omega_0$ (12.7.5). Мындан кванттык термелгич кыймылсыз абалда турганда деле энергияга ээ боло тургандыгы алынат. Мындай кудурет нөлдүк кудурет деп аталат. Ал эми классикалык физикада кыймылсыз термелгич (осциллятор) кудуретке (энергияга) ээ болбойт.

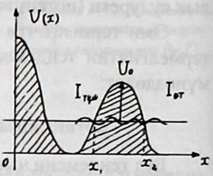


12.7.3-сүрөт. Кванттык термелгичтин (осциллятордун) энергиясы үзгүлтүктүү маанилерге ээ.

§ 12.8. Туннелдик кубулуш

Кванттык бөлүкчө толкундук касиетке дагы ээ болгондуктан алар дармандык тоскоолдуктан өтүү жөндөмдүүлүгүнө да ээ болот. Кванттык бөлүкчөнүн кудуретин өзгөртпөй туруп эле тоскоолдуктан өтүп кетүү кубулушу *туннелдик кубулуш* деп аталат.

Дармандык кудурет (потенциалдык энергия) аралыктан төмөнкү сүрөттөгүдөй болуп өзгөрсүн дейли (12.8.1-сүрөт). (x_1, x_2)–аралыңдагы U_0 бийиктигине ээ болгон тоскоолдук аркылуу бөлүкчө өткөндө анын толкунунун ургаалдуулугу азаят.



12.8.1-сүрөт. Бөлүкчөнүн потенциалдык тоскоолдуктан өтүүсү.

Ал тоскоолдуктун тунуктугу *D* төмөнкү сындама менен табылат:

$D = \dfrac{I_{өт}}{I_{түш}}$, мында $I_{түш}$ жана $I_{өт}$ – түшкөн жана өткөн толкундардын ургаалдуулуктары. Дармандык тоскоолдуктун тунуктугу Шредингердин теңдемеси аркылуу чыгарганда төмөнкүдөй сындамага ээ болот:

$D = D_0 \exp(-\dfrac{2}{\hbar}\int_{x_1}^{x_2}\sqrt{2m(U_0 - W)dx})$ (12.8.2), мында D_0– туруктуу сан;

m– кванттык бөлүкчөнүн массасы; U_0– дармандык тоскоолдуктун бийиктиги; *W*– кванттык бөлүкчөнүн толук кудурети.

(12.8.2) сындамасы көрсөткөндөй дармандык тоскоолдуктун тунуктугу: биринчиден, тоскоолдуктун бийиктиги чоң болсо, тунуктугу аз блот; экинчиден, дармандык тоскоолдуктун калыңдыгы (x_2–x_1) чоң болсо тунуктугу аз болот; үчүнчүдөн, квантык бөлүкчөнүн жалпы кудурети чоң болсо тунуктугу да чоң болот. Тунуктугу чоң болсо кванттык бөлүкчөнүн өтүү жөндөмдүүлүгү да чоң болот. Туннелдик кубулуш аркылуу төмөнкү кубулуштар түшүндүрүлөт: электрондордун муздак бөлүнүп чыгышы (эмиссиясы); автоиондолуусу (өзүнөн өзү иоиндолуу) жана радиоактивдүү α– бөлүнүүсү.

§ 12.9. Түрткү учурунун (импульс моментинин) бүртүктөлүшү (кванттальшы). Орбиталык жана магниттик бүртүктүк (кванттык) сандары

Кванттык бөлүкчө дармандык (потенциалдык) чуңкурда кыймылдагандагы кудурети (энергиясы) жана кванттык термелгичтин (осциллятордун) энергиясы үзүлтүктүү өзгөрүп бүртүктүк (кванттык) маанилерге ээ боло тургандыгын мурда карап өттүк. Бөлүкчөлөрдүн кудурети (энергиясы) бүтүн сандардан (n^2; n) көз каранды экендиги (12.6.5) жана (12.7.4) туюнтмалардан көрүнүп турат. Мында n=0,1,2,3 *башкы кванттык сан* деп аталат. Шредингердин теңдемесин чыгырганда түрткүнүн учуру (импульстун моменти) дагы кванттык маанилерге ээ экендиги табылат жана төмөнкүдөй туюнтмага баш ийет:

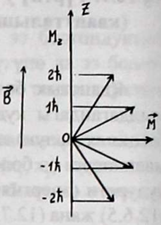
$M = \hbar\sqrt{\ell(\ell+1)}$ (12.9.1), мында M – түрткүнүн учуру (импульстун моменти), l– орбиталык кванттык сан. Ал төмөнкүдөй мааниге ээ болот $\ell = 0,1,2,..,(n-1)$, баардыгы болуп n– түркүн мааниге ээ. Бул орбиталдык кванттык сан тамга түрүндө белгиленет: l=0 болгондо, s– деп, l=1 болгондо p– деп, ж.б. менен белгиленет. Ал төмөнкү таблицада көрсөтүлгөн.

Таблица–12.9.1

ℓ– орбиталык кванттык сандык маанилери	0	1	2	3	4	5
Орбиталык кванттык сандын (l) маанилеринин тамга менен белгилениши	s	p	d	f	g	h

Түрткү учурунун (импульс моментинин) тышкы магниттик таалаunion $(\vec{B})$ багытына (Z) болгон проекциясы M_z Планк турактуусуна (ħ) карата бүтүн сан түрүндө өзгөрөт: $M_Z = m\hbar$, (12.9.2)

мында M_z– түрткү учурунун (импульс моментинин) проекциясы, m– магниттик кванттык сан, ал төмөнкүдөй маанилерге ээ: $m = 0, \pm 1, \pm 2, ..., \pm \ell$, баардыгы болуп (2ℓ+1)түрдүү мааниге ээ (12.9.1-сүрөт). Ошонтип кванттык теорияда түрткүнүн учуру (импульстун моменти) M жана анын проекциясы M_z кванттык (үзгүлтүктүү) маанилерге ээ болот, б.а. каалаган эле үзгүлтүксүз мааниге ээ болбойт. Алар (M, M_z) (12.9.1) жана (12.9.2) сындамалары менен гана аныкталышат. Булардагы Планктын турактуусу ħ элементардык (эң кичинекей) түрткүнүн учуру (импульстун моменти) экендигин көрсөтөт.

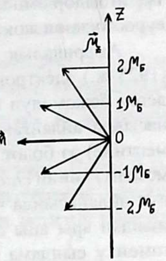


12.9.1-сүрөт. Бөлүкчөнүн импульс моментинин $(\vec{M})$ тышкы магнит талаанын $(\vec{B})$ багытына (Z) болгон проекциялары (M_z).

§ 12.10. Магниттик учурдун (моменттин) бүртүктөлүшү. Магниттик бүртүктүк сан

Эгерде кванттык бөлүкчө түрткүнүн учуруна (импульстук моментке) ээ болсо, ал магниттик учурга (моментке, $\vec{\mu}$) да ээ болот. Түрткүнүн учурурун механикалык учур деп да коюшат. Бул механикалык учур $(\vec{M})$ менен магниттик учур төмөнкү сындама менен байланышта болот: $\vec{\mu} = -\dfrac{e}{2m_e}\vec{M}$ (12.10.1), мында $\vec{M}$ –механикалык учур; μ–магниттик учур (момент); *e*– электрондун дүрмөтү (заряды); m_e– электрондун массасы.

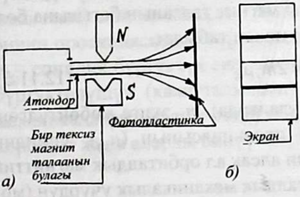
(12.10.1) туюнтмадагы минус белгиси механикалык жана магниттик учурлардын багыттары бири бирине каршы экендигин көрсөтөт. Ал эми $\dfrac{e}{2m_e}$ – *гидромагниттик катыш* деп аталат. Магниттик учур (момент) төмөнкү сындама (формула) менен аныкталат: $\mu = \mu_Б\sqrt{\ell(\ell+1)}$ (12.10.2), мында $\mu_Б$– *Бор магнитону* деп аталат жана төмөнкүчө туюнтулат: $\mu_Б = \dfrac{e\hbar}{2m_e}$ (12.10.3), мында *l*– орбиталдык бүртүктүк (кванттык) сан, анын маанилери § 12.9 да түшүндүрүлдү. Магниттик учурдун тышкы магнит талаасынын багытына түшүрүлгөн проекциясы μ_Z Бор магнитонуна ($\mu_Б$) карата бүтүн сан болуп өзгөрөт: $\mu_Z = m\ \mu_Б$ (12.10.4), мында *m*– магниттик бүртүктүк (кванттык) сан, анын маанилери да § 12.9 да берилди $(m = 0, \pm 1, \pm 2, ..., \pm \ell)$. Ошентип, магниттик учур (момент) жана анын проекциясы каалагандай мааниге ээ болбостон бүртүктүк (кванттык) маанилерге гана ээ болот (12.10.1-сүрөт).



12.10.1-сүрөт. Бөлүкчөнүн магниттик моментинин (μ) тышкы магнит талаанын $(\vec{B})$ багытына (Z) болгон проекциялары (μ_z).

§ 12.11. Штерн жана Герлахтын тажрыйбасы. Электрондун спини. Спиндик бүртүктөлүүчү сан. Спиндин эки эселенген магниттелиши. Кээ бир химиялык элементтердин жыйындык (спектрдик) сызыктары

Кийинки спектроскоптордун жардамы менен эки жанаша сызыктардан турган спектрлер алынган. Мисалы натрийдин сары сызыгы, кош сызык болуп көрүнгөн. Мунун себебин түшүндүрө электе Штерн жана Герлах (1929 ж.) төмөнкүдөй тажрыйбада кош сызык алышкан. Ал тажрыйбада бир валенттүү атомдордун агымы бир тектүү эмес магнит талаасынан өтүп экранга келип түшкөндө кош сызык пайда кылган (12.11.1-сүрөт).



12.11.1, а,б-сүрөт. Штерн жана Герлахтын тажрыйбасы.

Мындай кош сызыктардын пайда болушун буга чейинки физикалык теориялар менен анын ичинде кванттык теория менен дагы түшүндүрүүгө мүмкүн болгон эмес. Анткени бирдей эле бир валентүү атомдор эмне үчүн магнит талаасында эки жакка ажырайт? Бул суроого жооп жок эле.

Америкалык окумуштар Гаудсмит С.А жана Уленбек Д.Ю (1925-ж.) электрон өзүнүн огунун айланасында айланышы мүмкүн деген божомолун айтышкан. Андай болсо электрон өз огунун айланасында айланганда өздүк түрткү учуруна (өздүк импульстун моментине) ээ болот. Ал өздүк механикалык учур (өздүк механикалык момент) кийин *спин* деп аталып калган, анткени спин англисче өз огунун айланасында чимирилүү деген маанини билдирет. Ошондуктан мындан ары аны *спин* деп атайбыз. Спиндик механикалык момент төмөнкү сындама (формула) менен аныкталат деп кабыл алынган: $M_S = \hbar\sqrt{s(s+1)}$ (12.11.1),
мында M_S– өздүк түрткүнүн учуру (импульстун моменти) же өздүк механакалык учур (момент) же болбосо спин деп аталат, s– спиндик бүртүктүк сан (спиндик кванттык сан). Ал бир гана мааниге ээ $s = \frac{1}{2}$.

Спиндин тышкы магнит талаанын багытына болгон проекциясы төмөнкү сындама (формула) менен табылат: $M_{S \cdot Z} = m_S \hbar$ (3.11.2), мында m_S спиндик магниттик бүртүктүк сан. Ал эки гана мааниге ээ:

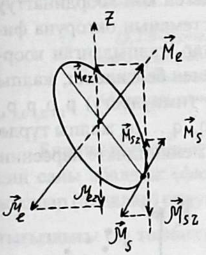
$$m_S = \pm\frac{1}{2} \qquad (12.11.3).$$

Электрон жана башка элементардык бөлүкчөлөр спинге ээ болгондуктан алар өздүк магниттик учурга (өздүк магниттик моментке) да ээ болушат. Ал төмөнкү сындама (формула) менен аныкталат: $\mu_S = 2\mu_Б \sqrt{s(s+1)}$ (12.11.4), мында $\mu_Б$– *Бордун магнитону*. Өздүк магниттик учурдун (моменттин) тышкы магнит талаанын багытына болгон проекциясы сындама (формула) менен табылат:

$$\mu_{sz} = 2m_s \mu_Б \qquad (12.11.5).$$

Бул эки сындамаларда (формулаларда) m_s экиге көбөйтүлгөн. Эгерде өздүк магниттик учурдун проекциясынын (μ_{SZ}) спиндин проекциясына (M_{SZ}) болгон катышын алсак ал орбиталдык магниттик учурдун проекциясынын (μ_{lZ}) орбиталдык механикалык учурдун (моменттин) проекциясына (M_{lZ}) болгон катышына караганда эки эсе чоң болот: $\frac{\mu_{SZ}}{M_{SZ}} = 2\frac{\mu_{lZ}}{M_{lZ}}$, (12.11.6). Бул спиндин эки эселенген магниттелиши деп аталат. Төмөнкү сүрөттө (12.11.2-сүрөт) атомдогу электрон орбита менен айлангандагы механикалык $\vec{M}_l$ жана магниттик $\vec{\mu}_l$ учурлары (моменттери) жана алардын проекциялары, M_{lZ} жана μ_{lZ} көрсөтүлгөн. Ошондой эле электрондун өз огунун айланасында айлангандагы өздүк механикалык $\vec{M}_S$ жана магниттик $\vec{\mu}_s$ учурлары жана алардын проекциялары M_{SZ} жана μ_{SZ} көрсөтүлгөн.

Шредингердин теңдемеси спинди эске алган эмес. Паули бүртүктүк (кванттык) бөлүкчөнүн спинин эске алып тендеме жазган. Ошентип бүртүктүк (кванттык) бөлүкчөлөр үчүн негизги мааниге төрт бүртүктүк (кванттык) сан чоң мааниге ээ.



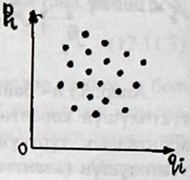
12.11.2-сүрөт. Атомдогу электрондун орбита боюнча айлангандагы механикалык $\left(\vec{M}_l\right)$, магниттик моменттери $\left(\vec{\mu}_l\right)$ жана алардын проекциялары. Электрондун өз огунун тегерегинде айлангандагы өздүк механикалык (спини, $\vec{M}_S$), магниттик моменттери ($\vec{\mu}_S$) жана алардын проекциялары $\left(M_{SZ}, \mu_{SZ}\right)$.

Алар: 1) n– башкы бүртүктүк (кванттык) сан, энергиянын бүртүктөлүшүн көрсөтөт; 2) l– арбиталдык бүртүктүк (кванттык) сан, арбиталдык түрткүнүн учурунун (импульстун моментинин) бүртүктөлүшүн (кванталышын) көрсөтөт; 3) m– магниттик бүртүктүк (кванттык) сан, орбиталдык жана магниттик учурлардын моменттеринин проекциясынын бүртүктөлүшүн (кванталышын) көрсөтөт; 4) m_s– спиндик бүртүктүк сан, спиндин жана өздүк магниттик учурдун бүртүктөлүшүн (кванталышын) көрсөтөт. Бул төрт сан кванттык механикада физикалык чоңдуктардын үзгүлтүктүү болуп өзгөрүшүн көрсөтөт жана аларды билүү чоң мааниге ээ.

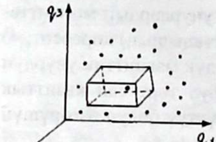
XIII бап. КВАНТТЫК СТАТИСТИКА

§ 13.1 Абалдык (фазалык) мейкиндик. Элементардык ячейка. Абалдык (фазалык) тыгыздык

Илимде абалдык (фазалык) мейкиндик деген көп координаттуу мейкиндик колдонулат. Бул координаттык системанын окторуна физикалык чоңдуктар коюлат. Ушул координаттар жалпыланган координаттар деп аталат жана $q_1, q_2, q_3, q_4, q_5 \ldots q_i$ менен белгиленет, жалпы түрдө q_i менен белгилейт. Көбүнчө түрткүнү (импульсту) $p_1, p_2, p_3, p_4, p_5 \ldots p_i$ бир окко, ал эми координаттарды $q_1, q_2, q_3 \ldots q_i$ жалпы түрдө q_i ни экинчи окко коюшат. Абалдык (фазалык) мейкиндикте нерсенин абалы чекит менен белгиленет (13.1.1-сүрөт).



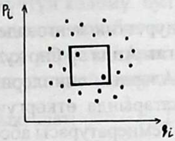
13.1.1-сүрөт. Нерсенин физикалык (абалдык) тегиздикте (p_i, q_i) көрсөтүлгөн абалдары (чекиттер).



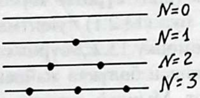
13.1.2-сүрөт. Нерсенин физикалык (абалдык) мейкиндикте (q_1, q_2, q_3) көрсөтүлгөн абалдары (чекиттер).

Абалдык (фазалык) мейкиндиктин эң жөнөкөйү алты координатка ээ болот, алар p_x, p_y, p_z, x, y, z (13.1.2-сүрөт). Мындай мейкиндиктин эң кичинекей көлөмү *элементардык ячейка* деп аталат. Ал ячейканын ичинде эки гана чекит болушу зарыл.

Эгерде абалдык (фазалык) мейкиндикти эки координата (p_i, q_i) менен көргөзсөк, анда абалдар (фазалар) саны 13.1.3-сүрөттөгүдөй көрсөтүлөт.



13.1.3-сүрөт.
p_i жана q_i координаталуу тегиздиктеги абалдар (фазалар) саны.



13.1.4-сүрөт.
Толтуруу санынын (N) энергиялык (кудуреттик) деңгээлдер боюнча жайгашуусу.

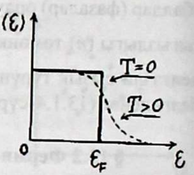
Бирдик көлөмдөгү абалдарды (фазаларды) көрсөтүүчү чекиттердин саны абалдык (фазалык) тыгыздык деп аталат. Эгерде N менен абалдар (фазалар) ордун толтуруу санын белгилесек, анда абал (фаза) тыгыздыгы (n) төмөнкүчө жазылат: $n = \frac{N}{V}$. Эгерде кудурет (энергия) деңгээли сызык түрүндө берилсе анда толтуруу саны чекит түрүндө белгиленет (13.1.4-сүрөт).

§ 13.2 Ферми-Дирактын кванттык статистикасы. Ферми кудурети (энергиясы) жана Ферми деңгээли

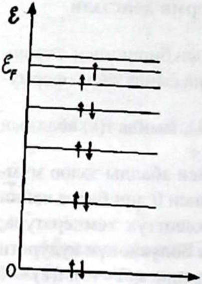
Кванттык физикада эки статистика бар. Анын биринчиси *Ферми-Дирак кванттык статистикасы* деп аталат жана сындамасы (формуласы) төмөнкүдөй болот: $f(\varepsilon) = \frac{1}{e^{\frac{(\varepsilon_i - \mu)}{kT}} + 1}$ (13.2.1), мында f(ε) абалдын озуйпасы (функциясы), анын физикалык мааниси абалды ээлөө мүмкүндүгүн (вероятность) түшүндүрөт жана мааниси 0 дөн бирге чейин өзгөрөт; k– Больцмандын туруктуусу; T– абсолюттук температура; μ– химиялык дарман (потенциал); ε_i– кванттык бөлүкчөнүн кудурети (энергиясы); Абсолюттук температура 0 гө жакындаса (T→0), f(ε) →1 бирге жакындайт. Бул бөлүкчөнүн энергиясы химиялык дармандан (потенциалдан) кичине болгон учурга туура келет ($\varepsilon_i < \mu$). Абсолюттук температура 0 дөн чоң болсо (T>0) f(ε) 0гө умтулат (f(ε) →0).

Бул кванттык бөлүкчөнүн кудурети (энергиясы ε_i) химиялык дармандан (потенциалдан μ) чоң болгондо ($\varepsilon_i > \mu$) аткарылат. Бул Ферми-Дирак кванттык статистиканын мыйзамы болгон (13.2.1) сындамanyн графиги 13.2.1-сүрөттө көрсөтүлгөн .

Эгерде бул (13.2.1) туюнтмасын кудуреттик деңгээлдер менен көрсөтсөк төмөнкү 13.2.2-сүрөт келип чыгат. Анда ар бир кудуреттик деңгээлде экиден бөлүкчө жайланышат. Алардын спиндери карама-каршы болот. Мындай сүрөткө мисал катарында өткөргүчтөрдөгү электрондордун жайланышы туура келет. Температурасы абсолюттук 0 кезиндеги өткөргүчтөрдүн электрон менен толтурулган кудуреттик (энергиялык) эң жогорку деңгээли *Ферми деңгээли* деп аталат. Ал эми ага туура келген кудурет (энергия) *Ферми кудурети (энергиясы)* (ε_F) деп аталат. Ал абсолюттук температура нөл болгон учурдагы T=0 химиялык дарман (потенциал) Ферми кудуретине (энергиясына) барабар болот: $\mu_{T=0}=\varepsilon_F$ (13.2.2),



13.2.1-сүрөт. Ферми – Дирактын статистикасы кванттык системанын абалды ээлөө мүмкүндүгүнүн кванттык бөлүкчөнүн (фермиондун) энергиясынан болгон көз карандылыгын мүнөздөйт.

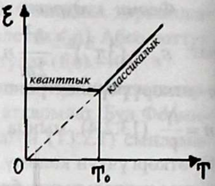


13.2.2-сүрөт. Ферми энергиясынын (ε_F) фермиондордун концентрациясынан (n) жана массасынан (m) көз карандылык графиги.

Ферми кудурети (энергиясы) төмөнкү сындама менен табылат: $\varepsilon_F = (3\pi^2)^{2/3} \dfrac{\hbar^2}{2m} n^{2/3}$ (13.2.3), мында m–электрондун массасы; *n*– өткөрүүчү электрондордун концентрациясы ал төмөнкүгө барабар: $n = \dfrac{N}{V}$ (13.2.4), мында N– өткөрүүчү электрондордун жалпы саны; *V*– өткөргүчтүн көлөмү. Бул сындамадан электрондордун концентрациясы канчалык чоң болсо Ферми кудурети (энергиясы) ошончолук чоң болоору көрүнүп турат. Ал эми электрондордун орточо кудурети Ферми кудуретинен (энергиясынан) аз эле айырмаланат жана төмөнкүдөй аныкталат: $\langle\varepsilon\rangle = \dfrac{3}{5}\varepsilon_F$ (13.2.5).

Эгерде температураны жогорулатсак $(T \succ 0)$ электрондор Ферми деңгээлинен жогорку бош деңгээлдерге өтөт жана бошогон орунга ага жакын деңгээлден электрондор өтөт. Ал эми төмөнкү деңгээлдерден жогорку деңгээлге электрондор өтө алышпайт, анткени бул Ферми-Дирак кванттык статистикасы боюнча ар бир кудуреттик (энергиялык) деңгээлге экиден гана спиндери карама-каршы болгон электрондор жайгаша алат. Ошондуктан температураны жогорулатканда көп болсо 1% гана электрондор жогорку деңгээлдерге өтүп өзүнүн кудуреттерин өзгөртө алышат. Ал эми 99% электрондор кудуреттерин өзгөртпөйт. Өткөрүүчү электрондордун мындай касиети бузулгандык (вырожденность) деп аталат, анткени классикалык статистикага баш ийбейт. Мисалы, газдын молекулалары температураны жогорулатканда бүт баары кудуреттерин (энергиясын) өзгөртөт жана Больцман статистикасына баш ийет. Электрондордун бузулгандык касиети белгилүү температурага чейин сакталат. Ал температура бузулуу температурасы (T_0) деп аталат жана төмөнкүчө аныкталат: $T_0 = \dfrac{\varepsilon_f}{k}$ (13.2.6.), мында *k*– Больцмандын турактуусу. Бузулуу температурасынан жогорку температураларда электрондор кванттык статистикага (13.2.1) баш ийбестен классикалык статистикага баш ийип калат (13.2.3-сүрөт).

13.2.3-сүрөт. *Ферми – Дирактын кванттык статикасы менен Максвеллдин классикалык статистиканын байланышы.*

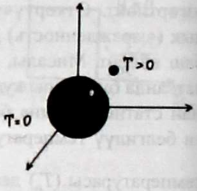


Бирок баардык өткөргүчтөр үчүн бузулуу температурасы өтө чоң мааниге ээ жана эрүү температураларына жакындап барат. Андыктан өткөрүүчү электрондор баардык эле температураларда бузулуу абалын сактайт десек болот жана Ферми-Дирактын кванттык статистикасына баш ийишет.

Эгерде өткөрүүчү электрондордун абалын абалдык (фазалык) мейкиндикте көрсөтсөк (13.2.4-сүрөт), анда обсолюттук 0 температурада бирдей тыгыздыкта жайланышкан чекиттердин орду сфераны берет.

Эгерде температурасы нөлдөн жогору болсо, сферанын бетине жакын жайгашкан электрондор сыртына чыгат, анда сферада тешик пайда болот.

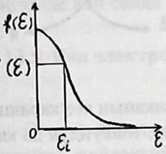
Эгерде электрондорду газдын молекулалары менен салыштырсак, анда газдын бузулуу температурасы T_0=0,05 K болуп өтө төмөнкү температурага чейин классикалык статистикага баш ийет.



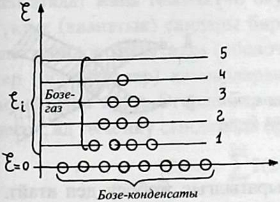
13.2.4-сүрөт. Өткөрүүчү электрондордун абалы абсолюттук нөлдө (T=0) фазалык мейкиндикте (q_1, q_2, q_3) шардын ичинде, ал эми $T \succ 0$ болгондо шардын сыртына чыгат.

§ 13.3. Бозе-Эйнштейндин кванттык статистикасы

Кванттык физикадагы экинчи статистика болуп Бозе-Эйнштейн статистикасы эсептелет. Анткени кээ бир кванттык бөлүкчөлөрдүн касиети жогоруда айтылган Ферми-Дирактын статистикасына (§ 13.2) туура келбейт. Индия окумуштуусу Бозе Ш. (1924 ж.) ушундай бөлүкчөлөр үчүн статистиканын жаңы мыйзамын сунуш кылган. Аны Эйнштейн молекулалар үчүн колдонгон. Ал мыйзам төмөнкүдөй жазылат: $f(\varepsilon)=\frac{1}{e^{\frac{(\varepsilon_i-\mu)}{kT-1}}}$ (13.3.1), мында $f(\varepsilon)$– абал озуйпасы (фаза функциясы) ε_i кудуретине (энергиясына) ээ болгон абалдагы бөлүкчөлөрдүн ошол абалды ээлөө мүмкүндүгүнө барабар. Бул мыйзамдын графиги төмөнкүдөй (13.3.1-сүрөт) болот. Бул графикти кудурет (энергия) дэңгээлдери түрүндө көрсөтсөк 13.3.2-сүрөт алынат.



13.3.1-сүрөт. Бозе – Эйнштейн статистикасына баш ийген ε_i энергиялуу кванттык бөлүкчөлөрдүн (бозондордун) ушул абалды ээлөө мүмкүндүгү абалдык (фазалык) функция $f(\varepsilon)$ менен мүнөздөлөт.

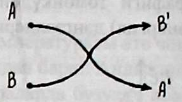


13.3.2-сүрөт. Бозондордун энергиялык тилкелер боюнча жайгашышы.

Бул сүрөттө көрүнгөндөй нөлгө барабар кудуреттик (энергиялык) деңгээлде (ε=0) абдан көп сандагы бөлүкчөлөр жайланышат. Кудуреттик (энергиялык) деңгээли жогорулаган сайын бөлүкчөлөрдүн саны улам азайып жүрүп отурат. Мындай кванттык статистикага баш ийген бөлүкчөлөрдүн нөл кудуретине (энергияга) ээ болгон деңгээлде жайланышкандары *Бозе-конденсат* деп аталат. Ал эми жогорку деңгээлдегилери *Бозе-газ* деп аталат.

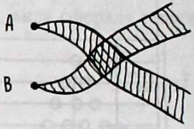
§ 13.4. Бирдей (тождественный) бөлүкчөлөрдүн ажыратылгыс (неразличимый) жобосу (принциби). Фермиондор жана бозондор

Классикалык физикада ар бир бөлүкчө бири-бирине окшош болсо да аларды ажыратып билүүгө болот. Ар бири траекторияга ээ жана Ньютондун мыйзамдарына баш ийет (13.4.1-сүрөт).



13.4.1-сүрөт. Классикалык бөлүкчөлөр траекторияга ээ, Ньютон закондоруна баш ийет жана бири экинчисинен айырмаланат.

Эгерде ошол эле бөлүкчөлөрдү кванттык физиканын көз карашы менен карасак, алар бүртүктүк касиеттен тышкары, толкундук да касиетке ээ болгондуктан (де-Бройл толкундары) ал экөө катталышкан аймакта бири-биринен ажыратууга мүмкүн болбой калат (13.4.2-сүрөт).



13.4.2-сүрөт. Кванттык бөлүкчөлөр кванттык (бүртүктүк), толкундук касиеттерге ээ жана бири-биринен ажыратылгыс.

Муну бирдей бөлүкчөлөрдүн ажыратылгыс жобосу деп атайт. Табияттагы баардык бөлүкчөлөр кванттык физиканын теориясы менен караганда 2 топко бөлүнөт:1) Ферми-Дирак кванттык статистикасына баш ийгендери *фермиондор* деп аталышат. Алардын спиндери бүтүндүн жартысына барабар болушат: $s = \frac{1}{2}; \ \frac{3}{2}; \ \frac{5}{2}$ ж.б.

Фермиондорго электрон (e–электрон), анын анти каршы бөлүкчөсү позитрон – (e^+), протон – ∂_1^1, нейтрон – n_0^1, нейтрино $-\nu_0^0$, мюондор – μ, бариондук резонанстар жана алардын анти (каршы) бөлүкчөлөрү кирет. Ошондой эле так массалык санга ээ болгон атомдун өзөктөрү жана кээ бир атомдор кирет. Булар кудуреттик (энергиялык) деңгээлдерде экиден гана жайланышат. Бирок алардын спиндери карама-каршы болот (13.2.2-сүрөт).

2) Бозе-Эйнштейн кванттык статистикасына баш ийген бөлүкчөлөр *бозондор* деп аталат. Алардын спиндери бүтүн сандарга барабар s=0,1,2,3,…

Бозондорго π– мезондору (π^+, π^-, π), К– мезондор (K^+, K^-, K^0), альфа бөлүкчөсү, суутектин (водороддун) атому жана жуп массалык сандуу атомдун өзөктөрү (ядролору) ж.б. кирет. Бозонго фотондор– электромагниттик талаанын бүртүктөрү (кванттары) кирет. Механикалык толкундун бүртүктөрү деп эсептелген фонондор дагы бозондордун катарына кирет. Бозондор бир кудуреттик (энергиялык) деңгээлде көп санда жайланыша алышат (13.3.2-сүрөт).

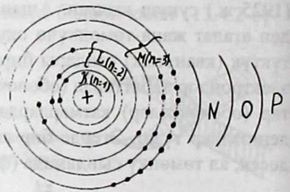
§ 13.5. Көп электрондуу атомдогу электрондордун жайланышы. Паули жобосу (принциби)

Эгерде атомдо электрондордун саны көп болсо, алар орбитада кандайча жайланыша тургандыгы жөнүндөгү мыйзамды В. Паули (1925 ж.) сунуш кылган. Анын мыйзамы *Паули жобосу (принциби)* деп аталат жана төмөнкүчө окулат: Көп электрондуу атомдо 4 бүртүктүк (кванттык) сандары бирдей эки электрон болбойт. Атомдогу электрондор кабаттарда (оболочкаларда) жайланышат. Ал эми кабаттар (оболочкалар) катмарлардан (слойлордон) турат. Катмарларды деңгээлдер түзөт. Эгерде бир кабаттагы электрондордун санын Z(n) десек, ал төмөнкү сындамада (формула) менен аныкталат:

$$Z_1(n) = \sum_{\ell=0}^{n-1} 2(2\ell+1) = 2n^2 \left(\text{катмар}\right) \qquad (13.5.1),$$

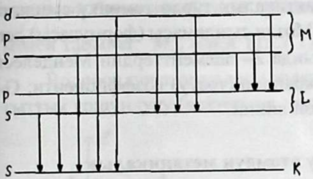
мында n– башкы бүртүктүк (кванттык) сан. n=1 болгондо биринчи кабатта (оболочкада) 2 электрон (оболочка) жайланышат, аны *K–кабаты (оболочкасы)* деп белгилейбиз. n=2 болгондо 8 электрон 2чи кабатта (оболочкада) жайланышат жана L– тамгасы менен белгиленет. n=3 болгондо 18 электрон 3чү кабатта (оболочкада) жайланышат, ал M менен белгиленет. Кийинки кабаттар (оболочкалар) N, O, P, ж.б. тамгалар менен белгиленет жана алардагы электрондордун саны (13.5.1) сындамасы (формуласы) менен табылат. Ар бир катмарларга туура келген электрондордун саны $Z_2(n, l)$ менен белгиленет жана төмөнкү сындама (формула) менен табылат: $Z_2(\ell, n) = 2(2\ell+1)$ (13.5.2), мында l– орбиталдык бүртүктүк (кванттык) сан; l=0 болсо *s– катмарын* түзөт, анда 2 электрон жайланат. l=1 болсо, 6 электрон бир катмарды түзөт, ал *p– катмары* деп аталат. l=2 болсо,10 электрон *d– катмарын* түзөт. l=3 болсо, 14 электрон *f– катмарын* түзөт. ж.у.с.

Бул катмарлар деңгээлдерден турат. Ар бир деңгээлдеги электрондордун саны төмөнкүчө аныкталат: $Z_3(n,\ell,m)=2$ (13.5.3), мында m– магниттик бүртүктүк (кванттык) сан. Ал оң жана терс мааниге ээ, ошондуктан бир деңгээлде 2 гана электрон болот. Деңгээлдер кош сызыктан турушат. Анткени 2 электрондун спиндери карама-каршы жана алардын кудурети (энергиясы) аз санда болсо да айырмаланышып, өтө жакын жайланышкан деңгээлдерди түзөт. Көбүнчө аны эске албай эле коюшат. Кош деңгээлдин ар бириндеги электрондун саны Z_n төмөнкүчө аныкталат: $Z_4\left(n,l,m,m_s\right)=1$ (13.5.4), мында m_s– спиндик магниттик бүртүктөлүү (кванттaлуу) саны. Ал эки гана мааниге ээ. Бул 4 сындаманын (формуланын) баары Паули жобосун (принцибин) түшүндүрөт. Атомдогу ушул электрондордун жайланышы төмөнкү сүрөттө көрсөтүлгөн (13.5.1-сүрөт).



13.5.1-сүрөт. Көп электрондуу атомдогу электрондордун жайланышы.

Ошентип, 1-кабат (K) 1 катмардан (s); 2-кабат (L) 2 катмардан (s, p); 3-кабат (M) 3 катмардан (s, p, d); 4-кабат (N) 4 катмардан (s, p, d, f) ж.у.с болуп жайланышат. Бул 13.5.1-сүрөтү көбүнчө кудуреттик (энергиялык) деңгээлдер түрүндө көрсөтүшөт (13.5.2-сүрөт). Эң үстүнкү электрон ээлеген деңгээл *валенттик деңгээл* деп аталат. Ал валенттик деңгээлдеги электрон анын үстүндөгү бош деңгээлге өтүш үчүн сырттан кудурет (энергия) алышы керек.



13.5.2-сүрөт. Көп электрондуу атомдогу электрондорду энергиялык деңгээлдерде жайгаштыруу.

Андыктан ал бир бүртүк кудурет (энергия) жутуп, жутуу жыйынын (спектрин) пайда кылат. Ал учурду *атомдун дүүлүккөн абалы* дешет. Бирок ал дүүлүккөн абалда 10^{-8} секунд гана боло алат жана кайрадан жуткан кудуретти (энергияны) чыгарып жиберип, мурдагы негизги абалына келет. Бул учурда *нурдануу жыйыны (спектри)* пайда болот. Ушул учурда көбүнчө жарык нурунун толкун узундугуна туура келген нур чыккандыктан *оптикалык жыйын (спектр)* пайда болот. Ал эми калган ички деңгээлдерде электрондор бир деңгээлден экинчисине өтө алышпайт, анткени Паули жобосу (принциби) ага уруксат бербейт. Андай өтүш пайда болуш үчүн төмөнкү деңгээлдеги электрондорду сырттан энергия берип чыгарып салуу керек. Ушул чыгып кеткен электрондун ордун жогорураак турган электрон келип ээлейт жана өзүнүн ашыкча кудуретин рентген фотону катарында чыгарат, б.а. *рентген нуру* пайда болот. Ошентип жарык жана рентген нурларын атом чыгарат.

§ 13.6. Көп электрондуу атомдун спектрлери. Атомдун рентгендик спектрлери

Атом рентген нурларын чыгарганда, ал нурлардын толкун узундугу (λ) төмөнкү сындама (формула) менен табылат:

$$\frac{1}{\lambda}=R\frac{1}{(n_1+\sigma_1)^2}-\frac{1}{(n_2+\sigma_2)^2} \quad (13.6.1.),$$

мында λ– спектрдин ордун аныктоочу толкун узундук; R– Ридбергдин туруктуусу; n_1– жана n_2– атомдогу электрондун орбитасынын катар саны; σ_1 жана σ_2 тосмолук көрсөтүч (экрандоо коэффициенти). Бул көрсөткүчтөр суутектин атомунан айырмаланып көп электрондуу атомдо улам кийинки орбитадагы электронго өзөктүн (ядронун) таасири азайып отуураарын көрсөтөт (13.5.1-сүрөт).

Рентген нурунун спектри практикалык түрдө төмөнкү сындама (формула) менен табылат жана ал Мозли сындамасы (формуласы) деп аталат: $\sqrt{\omega} = G(Z-\sigma)$ (13.6.2), мында Z– элементтердин Менделеев системасындагы катар саны; σ– экрандоо (тозуу) коэффициенти; G– постояная для каждой спектральной линии.

§ 13.7. Көп электрондуу атомдун механикалык жана магниттик моменттери

12.9 жана 12.10 параграфтарда каралган механикалык жана магниттик учурлардын (моменттердин) бүртүктөлүшү (кванталышы) бир электрону бар водород жана водородко окшош атомдор үчүн каралган. Бир электрондуу атомдун толук механикалык жана магниттик учурларын (моменттерин) табалы. Толук механикалык учур орбиталдык жана спиндик учурлардын багыттык (вектордук) суммасынан турат: $\vec{M}_i = \vec{M}_l + \vec{M}_S$ (13.7.1), мында M_i – толук түрткүнүн учуру (импульстун моменти); $\vec{M}_l$–электрондун механикалык орбиталдык учуру (моменти); $\vec{M}_S$–электрондун спиндик учуру (моменти).

Анын $\left(\vec{M}_i\right)$ сандык мааниси төмөнкүдөй аныкталат:

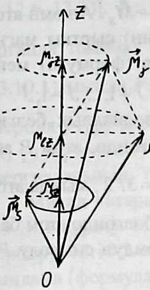
$M_i = h\sqrt{j(j+1)}$ (13.7.2), мында j– атомдун ички бүртүктөлүү (кванталуу) саны. Ал эми анын магниттик моменти (μ) (13.7.1) ге окшош эле аныкталат: $\vec{\mu} = \vec{\mu}_l + \vec{\mu}_S$ (13.7.3), мында $\vec{\mu}_l$ – электрондун орбиталдык магниттик учуру (моменти); $\vec{\mu}_S$ – электрондун спиндик магниттик учуру (моменти). Электрондун толук магниттик (μ_i) учуру (моменти) сан жагынан төмөнкүдөй аныкталат:

$$\mu_i = \mu_Б \cdot g\sqrt{j(j+1)} \qquad (13.7.4).$$

(13.7.2) жана (13.7.4) сындамаларындагы j–электрондун ички бүртүктөлүш (кванталыш) саны төмөнкүдөй байланыштарга ээ: $\left.\begin{matrix} j = \ell + s \\ j = \ell - s \end{matrix}\right\}$ (13.7.5), мында s=$\frac{1}{2}$; g– *Ланде факторы* деп аталат жана төмөнкүдөй маанилерге ээ болот: $g = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - \ell(\ell+1)}{2j(j+1)}$ (13.7.6).

Ланде фактору бирден экиге чейинки маанилерге ээ. Анын себеби спиндик магниттик моменттин экильтилген мааниге ээ болгондугунан келип чыгат. Толук түрткүнүн учурунун (моментинин) тышкы магнит тааланын багытына болгон проекциясы төмөнкү сындама (формула) менен табылат: $M_{jZ}=\mu_j\hbar$ (13.7.7), мында $M_j=\pm\frac{1}{2};\ \pm\frac{3}{2};\ \pm\frac{5}{2};\ \pm\frac{7}{2}...$

Водороддун атомундагы электрондун толук түрткү учурунун багыттык кошундусу (вектордук суммасы) 13.7.1-сүрөттө көрсөтүлгөн.



13.7.1-сүрөт. Водород атомундагы электрондун орбиталык магниттик учуру $(\vec{\mu}_l)$, спиндик магниттик учуру $(\vec{\mu}_S)$, толук магниттик учуру $(\vec{\mu}_j)$ жана алардын проекциялары $(\vec{\mu}_{lZ},\vec{\mu}_{SZ},\vec{\mu}_{jZ})$.

§ 13.8. Көп электрондуу атомдун толук түрткү учуру (импульстун моменти). Атомдун толук бүртүктөлүш саны. Атомдун жыйындык үлгүсү (атомдун спектралдык модели)

Эгерде атомдун электондору көп болсо, анда электрондордун орбиталдык учурлары (моменттери, M_l) кошулат жана төмөнкү сындама (формула) менен табылат: $M_L=\hbar\sqrt{L(L+1)}$ (13.8.1), мында L– толук орбиталдык бүртүктөлүү (кванталуу) саны; анын эң чоң (амплитудалык) мааниси $L_{\max}=kl$; мында k– атомдогу электрондордун саны; l– электрондун орбиталдык бүртүктөлүү саны.

Атомдогу электрондордун толук спиндик учуру (моменти, M_S) төмөнкү сындама менен табылат: $M_S=\hbar\sqrt{S(S+1)}$ (13.8.2), мында S– атомдун толук спиндик учуру (моменти), анын эң чоң мааниси $S_{\max}=k$ S; k– атомдогу электрондордун саны; s– электрондун спини. Ал эми атомдун толук түрткү учуру (импульс моменти) төмөнкү сындамага ээ: $\vec{M}_J=\vec{M}_L+\vec{M}_S$ (13.8.3), анын сандык мааниси төмөнкүдөй аныкталат: $M_J=\hbar\sqrt{J(J+1)}$ (13.8.4), мында J– атомдун толук бүртүктөлүү (кванттaлуу) саны, анын мааниси (L–S) ден (L+S) чейин өзгөрөт. Атомдун толук түрткү учурунун сырткы магнит талаасынын багыттына болгон проекциясы төмөнкүчө. Башкача айтканда J=(L+S), L+S–1..., (L–S). Атомдун толук түрткү учуру (импульс моменти) анын толук орбиталдык жана толук спиндик учурларынын (моменттеринин) кошундусуна барабар (13.8.3), б.а. $\vec{M}_J = \vec{M}_L + \vec{M}_S$. Ал эми атомдун толук түрткү учурунун (импульс моментинин) сырткы магнит талаасына болгон проекциясы төмөнкү сындама (формула) менен аныкталат: $M_{JZ} = m_J\hbar$ (13.8.5), мында $M_J = -J, -J+1, ..., J-1, J$.

Жыйынтыгында атомдун спектралдык символикалык белгиси төмөнкүчө болот; ${}^{2S+1}L_J$, мында, мисалы L=1 болгондо, атом P абалында болот. S=1/2 болгондуктан $J = L + S = 1 + \frac{1}{2} = 3/2$, мында атомдун спектралдык символу ${}^2P_{3/2}$ болот. Ал эми L=2 болгондо атом баштапкы D абалда болот. S=1; J=1 болгондуктан атомдун символу P^3D болот.

§ 13.9. Тандоо эрежеси

Атомдогу электрон бир орбитадан экинчи орбитага өткөндө нурдануу же жутуу жыйыны (спектри) пайда болот, бирок баардык эле электрондордун бир орбитадан экинчисине өтүүсү ишке ашырылбайт, б.а. өтүүгө уруксат берилбеген учурлар да болот. Аны *тандоо эрежеси* деп атайт. Төмөнкү көрсөтүлөн шарттарда электрондордун бир орбитадан экинчисине өтүүгө уруксат жок:

ΔS=0; Δm_S=0; ΔL=±1; Δm_L=0; ±1; ΔJ=0; ±1; Δm_j=0; ±1.

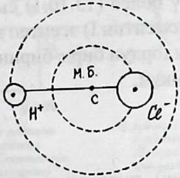
Буларда Δ белгиси эки орбитага тиешелүү бүртүктөлүүчү (кванттaлуучу) сандардын айырмасы. Мисалы J=0 болгон орбитадан $J \succ 0$ болгон орбитага өтүүгө укруксат жок. Бул тандоо эрежеси лазерди ойлоп чыгарууда колдонулган.

§ 13.10. Молекулалардын жыйыны (спектри)

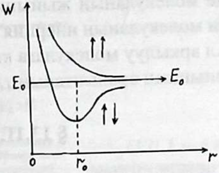
Молекулалар эки же андан көп атомдон турат. Ал молекуладагы атомдор биринчиден бири-бирине салыштырмалуу термелишет, экинчиден жалпы борбордун айланасында айланышат. Ошондуктан атомдордун өздөрүнүн айланасындагы электрондордун энергиясынан тышкары, термелүү жана айлануу энергияларына ээ болот.

Эгерде молекуланын термелишин кванттык көз караш менен карасак молекуланы кванттык термелгич (осциллятор) катарында кароого болот. Кванттык осциллятордун энергиясы [(мурун каралган (§ 12.6–12.7)]. Ал эми айлануу энергиясы кванттык теориядан чыгарганда төмөнкү сындамага (формулага) ээ болот: $W_{ай}=\dfrac{\hbar^2 J(J+1)}{2I}$ (13.10.1), мында J=0,1,2 ж.б. *айлануу кванттык саны*, I– молекуланын инерция учуру (моменти). Ошентип молекуланын кудурети (энергиясы) үч мүчөдөн турат: электрондун, атомдун термелүү жана айлануу энергияларынан: $W=W_{эл}+W_{тер}+W_{ай}$ (13.10.2).

Мисал катарында туз кислотанын (HCl) молекуласын карайлы (13.10.1-сүрөт). Мында C– молекуланын масса борбору же инерция борбору. 13.10.2-сүрөттө молекуланын жалпы кудуретинин (13.10.2) сындама (формула) боюнча табылуучу графиги берилген.

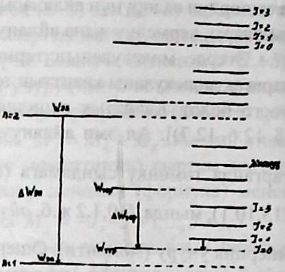


13.10.1-сүрөт. Туз кислотасынын молекуласы.

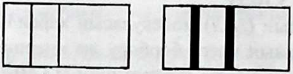


13.10.2-сүрөт. Молекуланын толук (HCl) энергиясынын гравиги. W_0– нөлдүк термелүү энергиясы; r_0– аз энергияга туура келген молекулалар ортосундагы аралык.

Ал сүрөттө W_0– нөлдүк термелүү кудурети; r_0– кудуреттин (энергиянын) минимумуна (эң кичинекейине) туура келген аралык. Эгерде бул кудуреттердин (энергиялардын) сүрөтүн деңгээлдер түрүндө көрсөтсөк, анда 13.10.3-сүрөттү алабыз. Натыйжада 13.10.3-сүрөттө көрсөтүлгөндөй электрондор бир деңгээлден экинчи деңгээлге өткөнүнө байланыштуу төмөнкүдөй молекулалык жыйындар (спектрлер) пайда болот. Бул спектрлер сызык түрүндө эмес тилке түрүндө пайда болот: 1) айлануу тилкелери, 2) термелүү-айлануу тилкеси, 3) электрон-термелүү тилкеси. Ошентип молекуланын жыйыны (спектри) тилке түрүндө болот, себеби алардын кудуреттик (энергиялык) дэңгээлдери бири бирине жакын жайланып калгандыктан сызыктар кошулуп тилкени түзүп калат (13.10.4-сүрөт).



13.10.3-сүрөт. Молекуланын спектри айлануу, термелүү-айлануу жана электрон-термелүү тилкелеринен түзүлөт.



а) атом *б) молекула*

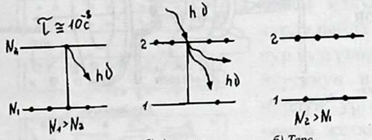
13.10.4-сүрөт. Атомдун жана молекуланын спектрлери.

Эгерде молекуланын жыйыны белгилүү болсо (13.10.1) сындамасы менен молекуланын инерция учурун (моментин I) эсептеп алууга болот. Ал аркылуу молекулага кирген атомдордун бири-бирине карата жайланышкан аралыктарын табууга мүмкүн.

§ 13.11. Лазер

Лазер–бул макулдашылган (когоренттик) нурлардын булагы. Аны кванттык генератор деп атап коюшат. Макулдашылган (когоренттик) нурду алуу оңой эмес болгон. Ал эми лазер болсо ургалдуу (интенсивдүү) нур чыгарат. Лазерди алуу мүмкүндүгү жөнүндө 1939 ж. Басов Н.Р. жана Прохоров А.М.(СССР) жазып чыгышкан, бирок лазер 1960 жылы гана түзүлгөн. Аны биринчи болуп Таунс Ч.Х. жана Вебер (Америка), адегенде *мазерди* түзүшүп, андан кийин Мейман Т.Г. (АКШ) лазерди түзгөн. Кийин Басов Н.Р., Таунс Ч.Х жана Прохоров А.М.(1964 ж) нобель сыйлыгына ээ болушту. Нур чыгаруунун эки түрү болот: биринчиси – өз алдынча (спонтандык) нурдануу, экинчиси – *аргасыз нурдануу*. Атомдогу электрон сырттан бир бүртүк (квант) энергияны жутуп алып дүүлүккөн абалга өтөт, башкача айтканда жогорку орбитага өтөт, бирок ал абалда $T=10^{-8}c$ гана болуп кайра кадимки (нормалдуу) абалына өтөт. Бул өтүүдө мурун сырттан жутуп алган бир бүртүк кудуретти (квантты) кайра чыгарат. Натыйжада кадимки абалда турган электрондордун саны (N_1) дүүлүккөн абалдагы электрондордун санынан (N_2) көбүрөөк болот $N_1 > N_2$ (13.11.1а-сүрөт). Мындай абал *кадимки абал* деп аталат жана пайда болгон нурдануу *өз алдынча нурдануу* деп аталат.

Эгерде кандайдыр бир жол менен жогорку деңгээлдеги электрондордун санын төмөнкү дэңгээлдеги электрондордун санынан көп кыла алсак, анда тескери (инверсттик) жайлануусун алабыз, б.а. $N_2 > N_1$ болот (13.11.1б-сүрөт). Терс абалдагы (N_2) электронго сырттан нур менен таасир берип жогорку абалдан төмөнкү абалга (N_1) электронду өткөрүүгө болот. Мында пайда болгон нур *аргасыз нурдануу* деп аталат. Сырттан таасир берген нурдун жыштыгы аргасыз пайда болгон нурдун жыштыгына барабар болот жана макулдашылган (когеренттик) нур пайда болот (13.11.1 в-сүрөт).



а) Өз алдынча нурдануу (Спонтанное излучение)

б) Аргасыз нурдануу (Вынужденное излучение)

б) Терс жайгашуу (Инверсное заселение)

13.11.1 (а,б,в)-сүрөт. Нурдануунун түрлөрү.

а) өз алдынча нурдануу (спантанное излучение); б) терс жайгашуу (инверсная заселения); в) аргысыз нурдануу (вынужденное излучение).

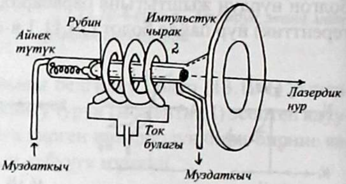
Көп жылдар бою терс жайланыш абалын ($N_2 \succ N_1$) алуу кыйын болуп келген. Анткени, Больцмандын бөлүштүрүүсү боюнча кадимки жайланыш төмөнкү сындама (формула) менен аныкталат: $\dfrac{N_2}{N_1} = e^{\frac{-\hbar\omega}{\kappa T}}$ (13.11.1), мында ħ– Планк турактуусу, ω– айланма жыштык, k– Больцман турактуусу, Т– абсолюттук температура.

Терс жайланышты ($N_2 \succ N_1$) алуу үчүн, башкача айтканда $N_2 \succ N_1$ болуш үчүн бул сындамада абсолюттук температура терс мааниге ээ болушу керек, б.а. T<0. Андыктан терс жайланышты терс абсолюттук температура деп да атап коюшат. Маселе ушул терс жайланыш абалды алууда болгон. Андай абалды кванттык теорияны өздөштүрүп жана тандоо эрежесин билгенден кийин гана ишке ашырууга мүмкүн эле.

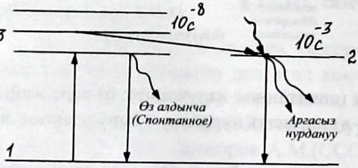
Биринчи лазердик түзүлүштө рубин кристаллы ($A\ell_2O_3+Cr^{3+}$) жумушчу нерсенин милдетин аткарган, б.а. рубинде лазер нуру пайда болгон. Анткени лазердик түзүлүш үч негизги бөлүктөн турат: 1–жумушчу нерсе (рубин);

2–атомдорду дүүлүктүрүүчү лампа (чырак); 3–резонаторлор деп аталуучу жарым чагылдыруучу жана өткөрүүчү күзгүлөр (ЖК) (13.11.2-сүрөт).

Рубиндин курамындагы хромдун электронунун кудуреттик дэңгээлдер абалы белгилүү болгон (13.11.3-сүрөт).



13.11.2-сүрөт. Рубинге негизделген лазер.

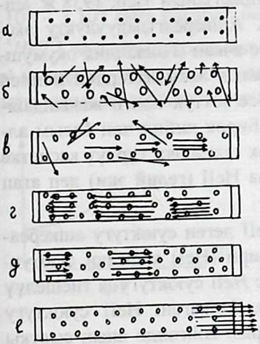


13.11.3-сүрөт. Рудиндин курамындагы хромдун электронунун энергиялык деңгээлдер абалы.

Импульстук чырак нурду үзгүлтүк менен чыгарат. Ал нурду жуткан Cr^{3+}хромдун иону 1чи деңгээлден 3чү деңгээлге көтөрүлөт. Бул деңгээлде 10^{-8} секунда болуп кайра өз алдынча 1чи деңгээлге өтөт. Ушул нур, макулдашылбаган (когеренттик эмес) чаржайыт нур болот жана туш-тушка багытталат. Ал эми кээ бир электрон 3чү деңгээлден экинчиге өтөт, ал эми деңгээлдер өтө жакын болгондуктан электрондун ашыкча кудурети (энергиясы) жылуулука өтүп нурдануусуз эле 3чү деңгээлден 2-чиге өтөт.

2чи деңгээлден бирге өтүү тандоо эрежеси боюнча уруксат жок, андыктан электрон 2чи деңгээлде 10^{-3} секунда убакыт кармала алат жана туруксуз (метастабилдик) абалда болот. Бул абалда 3чү деңгээлдеги абалга караганда (10^{-8}с) жүз миң эсе көп убакытта кармала алат. 2чи дэңгээлден биринчиге электронду өткөрүү үчүн сырттан нур таасир этиш керек. Ал аргасыз нурданууну пайда кылат, башкача айтканда макулдашылган нур пайда болот. Эми ошол сырттан таасир эткен нурдун бул лазердин ичинде кантип пайда болоорун түшүндүрөлү. Муну түшүндүрүш үчүн 13.11.4-сүрөткө кайрылалы.

Лазердин жумушчу нерсесинин (рубиндин) эки капталына эки күзгү (резонаторлор) орнотулган (13.11.2-сүрөт). Ошол күзгүлөргө дүүлүккөн атомдор чыгаруучу чачыранды нурлардын кээ бири күзгүлөргө тик (перпендикулярдуу) багытталат жана алардан кайра чагылат. Ал чагылган нурлар өзүнүн жолундагы дүүлүккөн атомдорду аргасыз кадимки абалга келтирүү менен макулдашылган (когеренттик) нурду пайда кылат. Ал макулдашылган нур күзгүлөрдөн миңдеген ирээт чагылуусунун негизинде макулдашылган нурдун ургаалдуулугу белгилүү өлчөмгө жеткенде жартылай өткөрүүчү күзгү тарабынан лазердик нур чыгат. 13.11.4-сүрөттө атом, *Q*– дүүлүккөн атом.



13.11.4-сүрөт. Фотондор тобунун пайда болуусу.

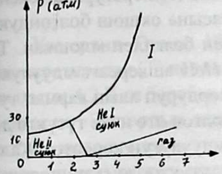
Ошентип, дүүлүккөн атомдун өзүнүн нуру эле аргасыз нур болуп кызмат кылат. Лазердин нуру ургаалдуу макулдашылган (когеренттик) нурду пайда кылат. Лазердик нур техникада, медицинада жана илимий иштерде жана башкада колдонулат.

XIV бап. АШКЕРЕАГЫМДУУЛУК (СВЕРХТЕКУЧЕСТЬ) ЖАНА АШКЕРЕӨТКӨРҮМДҮҮЛҮК (СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ)

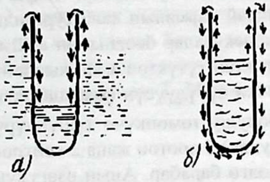
§ 14.1. Ашкереагымдуулук

Өтө төмөнкү температураларда гелий төрт (He^4) жана гелий үч (He^3) сюктука айланып өтө ичке түтүктөрдөн ички сүрүлүүсү (жабышкактыгы) жок болуп агып өтүшү *ашкереагымдуулук* деп аталат. Ашкереагымдуулукту изилдегендерге орус окумуштуусу Капица П.Л. кирет (Ал дүйнөдөгү 30 академияга мүчө болгон; социалистик эмгектик эки жолку баатыры; Нобель сыйлыгынын ээси; 1938 ж. ашкереагымдуулуктун теориясын түзгөн). Ашкереагымдуулукту экспериментте 1922 ж. Х.Камерлинг−Оннес ачкан (Голландия окумуштуусу). Жаратылыштагы баардык химиялык элементтердин ичинен гелийдин изотоптору температураны абсолюттук нөлгө жакындаштырса дагы катуу затка айланган эмес. Бирок кийин чоң басым алдында катуу гелий алынган. Ал эми суюк гелий эки түрдүү касиетке ээ болгон. Аларды *He*I (гелий бир) жана HeII (гелий эки) деп атап коюшкан (14.1.1-сүрөт).

Ал гелий төрт $\left(H_e^4\right)$ изотобунун HeII деген суюктугу ашкереагымдуулука ээ болгон. Ал эми гелий бири (HeI) кадимки суютуктардай эле касиетке ээ. Камерлин−Оннес *He*II суюктугуна тиешелүү төмөнкүдөй кубулуштарды тажрыйбада байкаган. HeII суюктугу куюлган идишке бош пробирканы матырып койгондо анын сырткы бети менен суюктук көтөрүлүп кайра ички бети менен пробирканын түбүнө түшкөн (14.1.2.а-сүрөт). Эгерде пробирканын ичине гелий II суюктугун куюп бош идиште кармаса суюктук пробирканын ички бети менен жогору көтөрүлүп кайра сырткы бети менен төмөн түшүп бош идишке куюлган (14.1.2б-сүрөт).

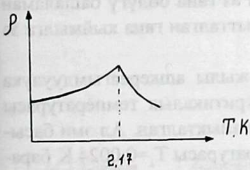


14.1.1-сүрөт. Гелийдин (Не) фазалык диаграммасы, б.а. гелий абалынын басымдан жана температурадан көз карандылыгы.

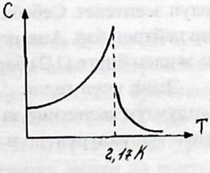


14.1.2-сүрөт. Гелий II суюктугунун ашкереагуучулугу: а) идишке куюлат; б) идиштен агып чыгат.

Пробирканын бети менен көтөрүлгөн суюктуктун калындыгы $3.10^{-8} - 3.10^{-6}$ смге барабар болгон . Ал болжол менен гелий экинин $\left({}^{4}_{2}HeII\right)$ жүз атомдук катмарын түзөт. *He*II суюктугунун тыгыздыгын (ρ) температураны өзгөртүүдө T_λ=2,17*K* температурада анын тыгыздыгы чукул өзгөргөнүн байкаган (14.1.3-сүрөт).



14.1.3-сүрөт. Гелий II суюктуктун тыгыздыгынын (ρ) температурадан (Т) көз карандылыгы.



14.1.4-сүрөт. Гелий II суюктуктун жылуулук сыйымдуулугунун (С) температурадан (Т) көз карандылыгы.

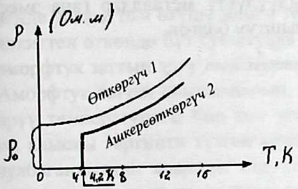
Ал эми жылуулук сыйымдуулугу ушул эле температурада чексиз чоңойгон (14.1.4-сүрөт). Ушул сүрөт λ тамгасына окшош болгондуктан бул критикалык температураны T_λ менен белгилеп коюшкан. T_λ температурасынан төмөнкү температурада *He*II ашкереагымдуулука ээ болот. *He*II суюктугун өтө ичке түтүккө сордуруп алып кармап турууга мүмкүн эмес. Ал диаметири $A=10^{-7}м$ болгон өтө ичке түтүктө да кармалбай агып кетет. Бул анын ашкереагымдуулугун көрсөтөт. Калган башка суюктуктун баары мындай ичке түтүктөрдө (капиллярда) акпай кармалып кала тургандыгы белгилүү. Кадимки суюктуктарда молекулалар башаламан кыймылдап ички сүрүлүү пайда кылат, андыктан түтүктөн агып чыкпайт. Ал эми гелий II суюктугу эмне үчүн ички сүрүлүүсүн (жабышкактыгын) жоготуп ашкереагымдуулука ээ болушу төмөнкүчө түшүндүрүлөт. $\left({}_2^4He\right)$нин атом өзөгүндө (ядросунда) 2 протон жана 2 нейтрон бар. Алардын спиндеринин суммасы нөлгө барабар. Анын өзөгүнүн (ядросунун) айланасында эки электрон айланат. Алардын спиндеринин суммасы дагы нөлгө барабар. Ошентип $\left({}_2^4HeII\right)$ атомунун спини нөлгө барабар болгондуктан ал атом бозон болуп эсептелет. Ал эми бозондор кванттык Бозе-Эйнштейн статистикасына баш ийет. Ал статистика боюнча көпчүлүгү эң төмөнкү кудурети нөлгө барабар болгон деңгээлде бозондордун көпчүлүгү жайланышат жана *Бозе-конденсат суюктугун* түзөт жана алар башаламан кыймылга ээ болбойт. Ал эми аз гана бөлүгү башаламан кыймылга ээ. Ошондуктан көпчүлүгү багытталган гана кыймылга ээ болуп ашкереагымдуулукту пайда кылат.

Ал эми ${}_2^3HeII$ изотобу дагы 1974 жылы ашкереагымдуулука ээ боло тургандыгы аныкталган. Анын критикалык температурасы $T_\lambda=0{,}0026$ K, басымы $p=34{,}4$ бар болгондо аныкталган. Ал эми басымы $p=21$ бар болгондо критикалык температурасы $T_\lambda=0{,}0024$ K барабар болот. Мында гелий ${}_2^3HeII$ изотобунун атому бозон эмес *фермион* болуп эсептелет. Себеби гелий ${}_2^3HeII$ атомунун өзөгүндө эки протон бир нейтрон бар. Андыктан бул атомдун жалпы жыйынтыктоочу спини экиден бирге (1/2) барабар.

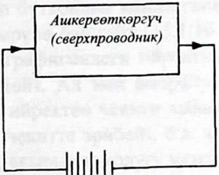
Эмне үчүн гелий ${}_2^3He\,II$ фермион болгонуна карабай ашкереагымдуулук касиетине ээ болгонун түшүндүрүү мүмкүн болгон эмес. Анын түшүндүрүлүшүн кийин карайбыз.

§ 14.2. Ашкереөткөрүмдүүлүк

Камерлин–Оннес 1011 жылы салыштырма каршылыктын (ρ) температурадан (Т) көз карандылыгын изилдеп жатып сымаптын каршылыгы 4,2 К ге барабар температурада 0 гө барабар болуп калганын байкаган . Заттардын өтө төмөнкү температураларда электр каршылыгын жоготуу касиетин *ашкереөткөрүмдүүлүк* деп атайт. Сымап үчүн ашкереөткөрүмдүүлүк $T_{кр}=4{,}2\ K$ баштап төмөнкү температураларда байкалган (14.2.1–сүрөт). Кийин 22 химиялык элемент, жүздөй куйма ашкереөткөрүмдүүлүккө ээ болоору аныкталды. Бирок алардын критикалык температуралары жыйырма 20 К ден жогору болгон эмес жана төмөнкү сындама (формула) менен аныкталат $T_{кр}M^{1/2}=const$ (14.2.1), мында М–атом изотобунун массасы.



14.2.1-сүрөт. Металл өткөргүчтүн жана сымаптын салыштырма каршылыктарынын (ρ) температурадан (Т) көз карандылыгы.



14.2.2-сүрөт. Ашкереөткөрүмдүүлүктү аныктоочу электрдик чынжыр.

1959 жылы *Каллинз* ашкереөткөрүмдүүлүккө ээ болгон зат аркылуу 2,5 жыл ток өткөргөндө электр чыңалуунун төмөндөшү байкалган эмес жана ток булагы отуруп калган (өчкөн) эмес, б.а. бул өткөргүчтүн электр каршылыгы жок болгондугун көрсөтөт (14.2.2-сүрөт).

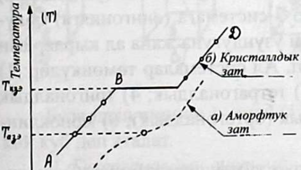
Эгерде критикалык температурадан төмөнкү температурада туюк контурга сырткы магнит тааласын өзгөртүү менен ал контурда индукциялык токту пайда кылып туруп сырткы магнит тааласын алып салсак деле индукциялык ток сакталып кала берет. Ал эми критикалык температурадан жогорку температураларда индукциялык ток ошол замат жок болот.

Ашкереөткөргүч аркылуу критикалык токтон чоң ток өткөргөндө ашкереөткөргүч кадимки өткөргүчкө айланып калат. Ошентип биринчиден 20 Кден төмөнкү температураларда жана критикалык токтон төмөнкү чоңдуктагы ток өткөндө гана ашкереөткөрүмдүүлүк алынат. Эгерде критикалык температура жогору болсо ашкереөткөрүмдүүлүк энергетикада чоң пайда келтирмек. Андыктан окумуштуулар жогорку температурадагы ашкереөткөргүчтөрдү алууга аракет кылышкан. 1980 жылдары температуралары 100К жакын ашкереөткөргүчтөрдү керамикалык заттарда байкалган. Ал эми керамика диэлектрик болуп эсептелет. Ошентип ашкереөткөрүмдүүлүктү металлдар гана эмес диэлектриктер да көрсөткөнү таңкалыштуу болгон.

XV бап. КАТУУ ЗАТТАР

§ 15.1. Аморфтук жана кристаллдык заттар

Катуу заттар аморфтук жана кристаллдык болуп бөлүнүшөт. *Аморфтук заттар* айнекке окшош болушат жана *жакынкы тартипке* ээ болушат. Ал эми *кристаллдык заттар алыскы тартипке* жана кандайдыр бир структурага ээ болушат. Аморфттук затты эриткенде убакыттын өтүшү менен температурасы жогорулап отуруп бир чекиттен өткөндө бүт суюктукка айланат, ал температуранын чекити аморфтук заттын *эрүү температурасы* $Т_{аэз}$ деп атайт (15.1.1а-сүрөт). Аморфтук заттан айырмаланып, кристаллдык затты эриткенде анын эрүү температурасы бир топ убакытка өзгөрүүсүз кармалат, анткени алыскы тартипти түзгөн кристаллдык структура бир заматта бузулбагандыктан алардын структуралык элементтери бири-биринен ажырашы үчүн энергия керек болгондуктан убакыт аралыгы талап кылынат. Структурасынын баардыгы бузулуп бүткөндөн кийин гана суюктукка айланат жана температурасы көтөрүлө баштайт (15.1.1б-сүрөт). Ошентип аморфтук заттардын эрүү графигиндеги ийректөө чекити $Т_{аэз}$ анын толук эригендигин мүнөздөйт. Ал эми аморфтук заттын эрүү температурасы катарында ушул ийректөө чекити кабыл алынган. Анткени ал кристалл сыяктуу бир чекитте эрибейт, б.а. ал акырындык менен ысып, анан да жумшарып, акырында толугу менен эрийт. Ал эми кристаллдык заттын эрүү графигиндеги каныгуу сызыгынын акыркы чекити ($Т_{кэз}$) анын толук эригендигин мүнөздөйт.

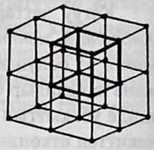


15.1.1-сүрөт. Кристаллдык жана аморфтук заттардын эрүү графиктери.

Кристаллдык заттар азыркы техникада абдан көп пайдаланып жаткандыктан биз мындан ары кристаллдык затка көп көңүл бурабыз.

§ 15.2. Кристаллдык торчонун элементардык ячейкасы. Симметрия (өлчөмдөш)

Мейкиндиктеги түйүндөрүндө ирээттүү жайланышкан структуралык элементтери (атом, ион, молекула) бар торчону *кристаллдык торчо* деп аташат (15.2.1-сүрөт).



15.2.1-сүрөт. Кристаллдык торчо.

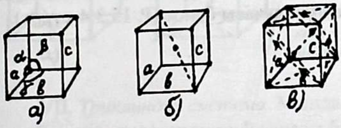
Ал кристаллдык торчо элементардык ячейкадан турат. Ошол элементардык ячейкада структуралык элементтер кандай жайланышса ошого карата катуу заттын касиеттери өзгөрөт. Кристаллдардын структурасын, анын структуралык элементтеринин геометриялык жайланышына карата алардын касиеттеринин өзгөрүшүн көп кристаллографтар изилдешкен. Алардын ичинде орус окумуштуусу Федоров Е.С. (1881-ж.) 230 *мейкиндик группасын* ачкан. Мейкиндик группа структуралык элементтердин (атом; ион жана молекулалардын) геометриялык жайланышынан көз каранды болот. Француз кристаллографы Бравэ (1848-ж.) 14 *кристаллдык элементардык ячейканын* түрлөрүн (типтерин) тапкан. Орус окумуштуусу Гадолин (1867-ж.) 32 симметриянын элементин ачкан жана аны 32 *симметрия классы* деп атаган. Кристаллдын элементардык ячейкасынын (уячасынын) сынына жараша кристаллдык торчо 7 системага (сингонияга) бөлүнөт. Уячанын сыны анын 3 кырынын узундугуна жана ал кырлардын ортосундагы 3 бурчка жараша болот. Ал системалар төмөнкүлөр: 1) куб түрүндөгү; 2) гексагоналдык; 3) тетрагоналдык; 4) тригоналдык (ромбоэдр түрүндөгү); 5) ромбикалык (ортогоналдык); 6) моноклиндик; 7) триклиндик системалар.

Элементардык уяча симметриялык түзүлүшкө ээ болот. *Симметрия* (өлчөмдөш) деп ар кандай өзгөртүүдөн кийин өзүнө-өзү туура келип калышын аташат. Симметрия төмөнкү өзгөртүүлөрдө аткарылат. 1). Ордунан которгондо (трансляция); 2). Бир октун айланасында айланганда; 3). Күзгүдөн чагылдырганда. Булардан башка дагы алардын кошулган учурунда да аткарылат: 1) которуу жана айландыруу, 2) айландыруу жана чагылдыруу, 3) чагылтуу жана которуу. Ушундай өзгөртүүлөрдөн кийин элементардык уячалар өзүнө-өзү туура келип калат. Мындай касиет кристаллдардын техникада жана илимде көбүрөөк пайдаланылышына алып келген. Мисалы, жарым өткөргүчтөр кристаллдар болуп эсептелет жана алар кеңири колдонулуп жатат.

§ 15.3. Кристаллдык системалар (сингониялар). Бравэнин элементардык уячалары

Жогоруда 15.2 параграфта айтылган кристаллдык системаларды толугу менен карап өтөлү жана аларга мүнөздөмө берели.

I. *Кубтук система.* Мында Бравэнин элементардык уячасынын баардык кырлары бири-бирине барабар жана ал кырлардын арасындагы бурчтар да бири-бирине барабар келип 90°ту түзөт, б.а. $a=в=c$, $\alpha=\beta=\gamma=90°$ (15.3.1а-сүрөт). Бул система Бравэнин үч түрлүү уячасына ээ. 1) Кубтун чокуларында структуралык элементтер (атом, ион, молекулалар) жайланышат. Ал *жөнөкөй куб* деп аталат жана *P* тамгасы менен белгиленет. 2) кубтун борборунда дагы структурдук элемент бар (15.3.1б-сүрөт). Ал *көлөмүндө борбордоштурулган куб* деп аталат жана *I* тамгасы менен белгиленет. 3) кубтун каптал беттеринин борборлорунда да структуралык элементтер жайланышат. Ал *капталында борбордоштурулган куб* деп аталат (15.3.1 в-сүрөт).



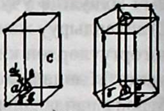
15.3.1-сүрөт. Кубдук системанын элементардык уячалары; а) – жөнөкөй куб; б) – көлөмүндө борбордоштурулган куб; в) – беттеринде (грандарында) борбордоштурулган куб.

Булардын ичинен 1- чиси (15.3.1а-сүрөт) примитивдүү же жөнөкөй куб деп аталат.

II. *Гексоганалдык система.*

Мында $a=в\neq c$, $\alpha=\beta=90°$, $\gamma=120°$.

Симметрияны оңой табыш үчүн 3 элементардык уячаны (15.3.2а-сүрөт) бириктирип алты кырдуу призма түрүндө көрсөтүшөт (15.3.2б-сүрөт).



Элементардык уячы а) б)

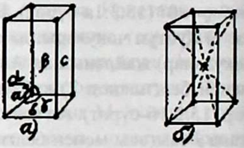
15.3.2-сүрөт. Гексогоналдык системанын элементардык уячасы: а) –элементардык уяча; б) – үч элементардык уячадан түзүлгөн алты кырдуу призма.

Бул системада ушул бир гана жөнөкөй (примитивдүү) Бравэнин уячасы бар болот.

III. *Тетрагоналдык система.*

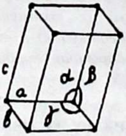
Мында $a=в\neq c$, $\alpha=\beta=\gamma=90^0$. Бул система

Бравэнин 2 түрдүү элементардык уячасына ээ: 1) Жөнөкөй примитивдик Бравэнин уячасы (*P*, 15.3.3а–сүрөт); 2) Көлөмдүк борбордоштурулган элементардык уяча (*I*, 15.3.3б-сүрөт).



15.3.3а,б-сүрөт. Тетрогоналдык системанын элементардык уячалары: а) – жөнөкөй уяча; б) – көлөмүндө борбордоштурулган элементардык уяча.

IV. *Тригоналдык (ромбоэдрикалык) система*. Бул системада $a\neq в\neq c$, бирок $\alpha=\beta=\gamma\neq 90°$. $a=\beta=\gamma<120°$. Тригоналдык системада бир гана жөнөкөй типтеги Бравэнин уячасы болот (P, 15.3.4-сүрөт).



15.3.4-сүрөт. Тригоналдык (ромбоэдрикалык) системанын элементардык уячасы.

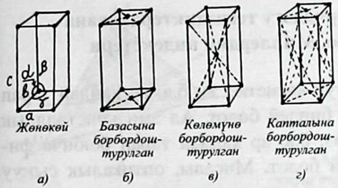
V. *Ромбикалык система.* Мында а ≠ в ≠ с, $\alpha=\beta=\gamma=90^0$.

Бул системада 4 түрдүү Бравэнин элементардык уячасы бар (15.3.5-сүрөт). Биринчиси – жөнөкөй примитивдик (P) элементардык уяча (15.3.5.а-сүрөт).

Экинчиси – көлөмүнө борбордоштурулган элементардык уяча (I, 15.3.5б-сүрөт).

Үчүнчүсү – капталына борбордоштурулган элементардык уяча (15.3.5в-сүрөт).

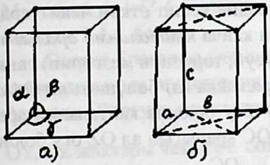
Төртүнчү – базасына борбордоштурулган элементардык уяча (15,3,5г-сүрөт).



15.3.5-сүрөт. Ромбикалык системанын элементардык ячейкалары: а) –жөнөкөй; б) –базасында борбордоштурулган элементардык уяча. в) –көлөмүндө борбордоштурулган; г) –капталында борбордоштурулган;

VI. *Моноклиндик система*. Мында а ≠ в ≠с, $\alpha = \beta = 90^0$ $\gamma \neq 90^0$.

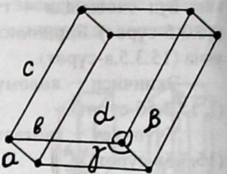
Бул системада эки түрдүү элементардык уяча бар.1) жөнөкөй P; 2) базасына борбордоштурулган элементардык уяча (15,3,6 а,б-сүрөт).



15.3.6а,б-сүрөт. Моноклиндик системанын элементардык уячалары: а) –жөнөкөй; б) –базасына борбордоштурулган элементардык уяча.

VII. *Триклиндик система*. Мында а ≠ в ≠с, $\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^0$. Бравэнин бир гана примитивдик P уячасы бар (15.3.7-сүрөт).

Ошентип 7 түрдүү системада (сингонияда) 14 түрдөгү Бравэнин элементардык уячасы бар. Кристаллдар ушундай Бравэнин элементардык уячаларынан турат жана аларга жараша кристаллдардын касиеттери ар түрдүү болот.

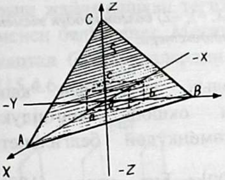


15.3.7-сүрөт. Триклиндик системанын элементардык уячасы.

§ 15.4. Кристаллдык торчодогу тегиздиктерди жана багыттарды белгилөө. Миллердин индекстери

Аморфтук заттар изотроптук касиетке ээ, б.а. ар кандай тарап боюнча физикалык касиеттери бирдей болот. Ал эми кристаллдык заттар анизотроптук касиетке ээ, б.а. ар кандай тарап боюнча физикалык касиеттери ар башкача болот. Мисалы, оптикалык сынуу көрсөткүчү ар тарапта ар башка мааниге ээ же электр өткөргүчтүгү да ар түрдүү болот. Ошондуктан кристаллдагы тегиздиктерди жана багыттарды билүү зарыл, анткени азыркы техника кристаллдардын негизинде жасалат. Кристаллдардагы тегиздиктер *Миллер индекси* менен белгиленет. Ал төмөнкүчө аныкталат. Кристаллдардын кандайдыр бир түйүнүнө координаттар системасынын башталышын (O) орнотуп, X, Y, Z окторундагы тегиздик кесип өткөн чекиттерди белгилешет. Анан OX огунда торчонун канча *кайталанма аралыгын* (c, период решетки, торчонун туруктуусун, торчонун мезгилин) санашат жана OA аралыгын кайталанма аралыкка (*a*) бөлүшөт: $m=OA/a$. Ошондой эле, OB аралыгын ошол OУ огу боюнча кайталанма аралыкка *в* бөлүшөт: $m=OA/в$ жана дагы, OC аралыгын ал OZ огу боюнча *кайталанма аралык с* га бөлүшөт $P=\dfrac{OC}{C}$. Ошентип, *m, n* жана *p* чоңдуктары *OX, OY* жана *OZ* окторунун тиешелүү OA, OB жана OC аралыктарына туура келген торчо мезгилдеринин санын көрсөтөт, анткени $m=\dfrac{OA}{a}$; $n=\dfrac{OB}{в}$; $p=\dfrac{OC}{c}$..

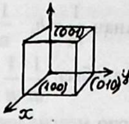
Булардан төмөнкүдөй катыш алынат: Анан $\frac{1}{m}=h,\quad \frac{1}{n}=k;\quad \frac{1}{p}=l$ белгилөөлөрдү киргизип, төмөнкү катышты алабыз: $\frac{1}{m}:\frac{1}{n}:\frac{1}{p}=h:k:l$ (15.4.1). Мындагы $h,\ k,\ l$ (чондуктары), торчо мезгилдеринин ($m,\ n,\ p$) тескери маанилеринин $\left(\frac{1}{m},\frac{1}{n},\frac{1}{p}\right)$ орток бөлүмгө келтиргенден кийинки сандары болуп эсептелет.



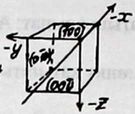
15.4.1-сүрөт. Кристаллдагы тегиздик жана торчонун мезгилдери (а;б;с).

Аларды тегерек кашага алып жазышат жана тегиздик үчүн Миллердин индекси деп аташат. Мисалы, 15.4.1-сүрөттөгү учурду (m=4, n=3, c=3) карасак төмөнкүдөй болот: $\frac{1}{4}:\frac{1}{3}:\frac{1}{3}=\frac{3}{12}:\frac{4}{12}:\frac{4}{12}=3:4:4$. Мындан $h,\ k,\ l$=(3.4.4) чыгат. Демек *a, в, c*, тегиздиги үчүн Миллердин индекси 3.4.4. болот.

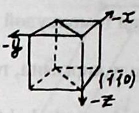
Эгерде Бравэнин элементардык уячасын карасак, анда алардын капталдарынын индекстери 15.4.2-сүрөттө көрсөтүлгөндөй болот. Анткени OX огуна тик кескен тегиздик үчүн m=1, n=∞, p=∞, б.а. анын OY, OZ жактары чексизге созулат: $n=\frac{OY}{в}=\infty,\quad p=\frac{OZ}{c}=\infty$. (15.4.1) туюнтма боюнча $\frac{1}{1}:\frac{1}{\infty}:\frac{1}{\infty}=1:0:0$ алынат. Ошентип OX огун тик кескен тегиздикке Миллер индекси (100) болот. Ушундай эле жол менен OY жана OZ окторун тик кескен тегиздиктер үчүн (010) жана (001) Миллердин индекстери алынат.



15.4.2-сүрөт.



15.4.3-сүрөт



15.4.4-сүрөт

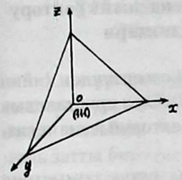
15.4.2-сүрөт. Координаттары оң белгиде (+X, +Y, +Z) болгон кубдук элементардык уячанын каптал беттеринин Миллер индекстери.

15.4.3-сүрөт. Координаттары терс белгиде (X, Y, Z) болгон кубдук элементардык уячанын каптал беттеринин Миллер индекстери.

15.4.4-сүрөт. Координаттары терс белгиде (–X, –Y, –Z) болгон кубдук элементардык уячанын ички диогоналдык бетинин Миллер индекстери.

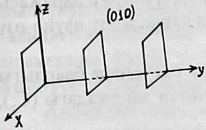
Кристаллдык торчонун элементардык уячасынын каптал беттеринин Миллер индекстери окшош болгондуктан алар бирдей түргө ээ жана төмөнкүдөй белгиленет: $(100),(010),(001),\left(\bar{1}00\right),\left(0\bar{1}0\right),\left(00\bar{1}\right)=\{100\}$. Бул жерде (100), (010) жана (001) (15.4.2-сүрөт) тегиздиктери, бир окко (ОХти же ОУти же OZти кескен) тик багытталганын, ал эми калган эки окко (ОУ, OZке же ОХ, OZке же ОХ,ОУке) жарыш болгон учурларга төп келет.

Мында ОХ, ОУ жана OZ октордун оң маанидеги гана багыттары алынган. Ушул түрдөгү $\{100\}$ тегиздиктердин ОХ, ОУ жана OZ окторунун терс маанилерге ээ болгон учурлары (15.4.3-сүрөт) үчүн Миллер индекстери $\left(\bar{1}00\right),\left(0\bar{1}0\right)$ *жана* $\left(00\bar{1}\right)$ деп жазылат, б.а. индекстер үстүнө минус белгиси коюлат. Мисалы $\left(\bar{1}00\right)$ тегиздиги 15.4.3-сүрөттө көрсөтүлгөндөй ОХ огу терс мааниге ээ, ал эми ОУ жана OZ октору терс белгиге ээ. Эми бир эле окко жарыш жана эки окту кесип өткөн дагы калган тегиздиктер төмөнкүчө белгиленет $(110),(101),(011),\left(\bar{1}\bar{1}0\right),\left(\bar{1}0\bar{1}\right),\left(0\bar{1}\bar{1}\right)$ ж.б. (15.4.4-сүрөт). Үч октуу О чекитинен бирдей аралыкта кесип турган диагоналдык тегиздиктер үчүн Миллер индекси (111) деп жазылат (15.4.5-сүрөт).



15.4.5-сүрөт. Үч (X, Y, Z) октуу О чекитинен бирдей аралыкта кесип турган диогоналдык тегиздиктер үчүн Миллер индекстери (111).

Кристаллдык торчодо элементардык уячанын каптал бетине жарыш жайланышкан тегиздиктер деле ушундай Миллердин индекси менен белгиленет. Мисалы 15.4.6-сүрөттө көрсөтүлгөндөй уячанын каптал бети Миллердин (010) индекси менен белгиленет, ж.б.у.с. (15.4.6-сүрөт).



15.4.6-сүрөт. Кубдук кристаллдык торчонун элементардык уячасынын каптал бетине жарыш тегиздиктердин Миллер индекстери (010).

Эми кристаллдык торчодогу багыттарды кандайча белгилөө керектигин карайлы. Адегенде Миллердин индекстерин тегиздик үчүн таап алабыз. Ал жогоруда көрсөтүлдү. Ар бир тегиздикке тик түшкөн багыттар ошол эле Миллердин индекси менен белгиленет, бирок квадраттык кашаага алынат. Мисалы, (100) тегиздигине тик OX огу [100] болуп белгиленет. Ал эми OY огу [010], OZ огу [001] болуп белгиленет. Ал эми калган ошол окторго (OX, OY, OZ) жарыш жайланышкан октордун баары ушундай эле индекстер менен белгиленет жана бир топту түзүшөт, дагы алардын тобу $\prec u, \upsilon, \omega \succ$ түрүндө белгиленет. Ар кандай эле багыттар жалпы түрдө $[u, \upsilon, \omega]$ деп белгиленет. Эгерде ок терс багытталса, анда Миллердин индекстернин үстүнө терс белги "—" коюлат. Мисалы $(hk\bar{l})$ тегиздиктин OZ огу боюнча багыты терс белги менен көрсөтүлөт, б.а. $[u, \upsilon, \bar{\omega}]$ болот.

§ 15.5. Кристаллдык торчодогу симметрия (теңдештик) октору жана симметрия (теңдештик) тегиздиктери

1. *Симметриялуу (теңдештүү)* деп ар кандай өзгөртүүдөн кийин өзүнө-өзү дал келип калганды жогоруда айтканбыз. Эми кристаллдык торчонун элементардык уячасындагы симметрия окторун жана тегиздиктерин карап өтөлү.

Кубтук система. Бул системада 13 айланма октук симметрия бар, б.а. 13 октун айланасында айландырганда өзүнө-өзү дал келип калат. Алардын ичинен 6 ок 2чи даражадагы симметрия огу болуп эсептелет, б.а. ал октордун айланасында 180^0 жана 360^0ка айландырганда куб өзүнө-өзү дал келет. Бир толук айландырганда 2 жолу өзүнө-өзү дал келгендиктен экинчи даражадагы октор деп аталат жана C_2 деп белгиленет.4 ок үчүнчү даражадагы октор C_3 менен 3 ок төртүнчү даражадагы октор C_4 менен белгиленет. Симметрия огунун даражасы ал октун айланасында бир толук айландырууда канча жолу өзүнө-өзү дал келерин көрсөтөт.

2. *Тетрагоналдык система.* Тетрагоналдык системада баардыгы 5 симметрия огу бар. Анын ичинен төртөө экинчи даражадагы (C_2), бирөө төртүнчү даражадагы (C_4) октор.

3. *Гексагоналдык система.* Мында баардыгы 7 симметрия огу бар. Анын ичинен бирөө алтынчы даражадагы (C_6), алтоо экинчи даражадагы (C_2) октор.

4. *Тригоналдык (ромбоэдрикалык) система.* Мында баардыгы төрт симметрия огу бар. Анын ичинен бирөө үчүнчү даражадагы (C_3), үчөө экинчи даражадагы (C_2) симметрия огу бар.

5. *Ромбикалык (ортогоналдык) система.* Мында жети симметрия огу бар. Анын ичинен үчөө экинчи даражадагы (C_2), төртөө биринчи даражадагы (C_1) октор.

6. *Моноклиндик система.* Мында экинчи даражадагы (C_2) бир симметрия огу бар.

7. *Триклиндик система.* Мында симметрия огу жок. Борборунда симметрия чекити гана бар.

Бул симметрия окторунан башка дагы *симметрия тегиздиктерине* ээ болушат. Симметрия окторун жана тегиздиктерин ар бир студент өздөрү аныктап чыгышын сунуш кылабыз. Анткени жогоруда жети элементардык уячанын бардыгын толук түрдө карап өттүк.

§ 15.6 Катуу заттардын жылуулук сыйымдуулугу. Эйнштейн жана Дебайдын назарияттары

Классикалык физикада заттын жылуулук сыйымдуулугу деп анын температурасын бир градуска жогорулатуу үчүн кеткен жылуулуктун санын айтабыз. Ал эми молярдык жылуулук сыйымдуулугу деп 1 моль затты бир градуска көтөрүү (ысытуу) үчүн кеткен жылуулуктун санын атайбыз. Катуу заттардын молярдык жылуулук сыйымдуулугун Дюлонг жана Пти мыйзамы менен аныкташат: $C_\mu = 3R$ (15.6.1.). Мында R – газдардын молярдык (молдук) турактуусу. Демек катуу заттын жылуулук сыйымдуулугу турактуу жана температурадан көз каранды эмес. Бул мыйзам комнаталык жана андан жогорку темпертурада аткарыла тургандыгын тажрыйба көрсөтөт. Бирок кийинчерээк төмөнкү температураларды алууга мүмкүндүк түзүлгөндө өлчөнгөн жылуулук сыйымдуулук температурадан татаал түрдө көз каранды экендиги аныкталды жана температура төмөндөгөндө анын азайышы аныкталды. Катуу заттардын жылуулук сыйымдуулугунун мындай өзгөрүүсүн классикалык физика түшүндүрө албайт.

Андыктан жаңы теориялар (назарияттар) сунуш кылынган. Биринчилерден болуп 1907 жылы А.Эйнштейн төмөнкүдөй назариятты киргизген. Анда кристаллдык торчонун түйүндөрүндө жайланышкан структуралык элементтер бирдей жыштыкта термелип турат деп эсептеген жана аларды *осциллятор* деп атаган, б.а. эгерде N структуралык элемент болсо үч өз ара тик багытта (X,Y,Z) кыймылдаган кристалл 3 N осциллятордон турат деп эсептеген. Ошондо молярдык жылуулук сыйымдуулук төмөнкү сындама менен аныкталган жана ал Эйнштейндин жылуулук сыйымдуулук үчүн *сындамасы* деп аталат:

$C_\mu = \dfrac{3N(\hbar\omega)^2}{kT^2} \cdot e^{-\hbar\omega/kT}$ (15.6.2), мында ар бир осциллятордун энергиясы $\varepsilon = \hbar\omega$ (15.6.3); ω–айланма жыштык; $\hbar$– Планкт турактуусу;

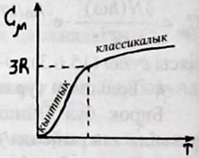
k– Больцман турактуусу; Т–абсолюттук температура.

Бирок бул Эйнштейндин сындамасы боюнча график тургузулганда тажрыйбада алынган графикке дал келбей калган. Себеби Эйнштейндин бул формуласы экспоненциалдык көз карандылыкты берген. Ошентип Эйнштейндин бул назарияты тажрыйбаны так түшүндүрө албай калган.

Андан тагыраак назариятты 1912 ж. Дебай сунуш кылган. Анын айтуусу боюнча кристаллдардагы 3N осциллятордун баардыгы бирдей жыштыкта термелбестен кандайдыр бир минималдык жана максималдык жыштыктын ортосунда термелет деген. Минималдык жыштык $\omega_{\min} = \dfrac{\pi c}{d}$ (15.6.4), мында с – жарык ылдамдыгы; *d*– кристаллдардын кайталанма аралыгы (торчонун өлчөмү), ал эми максималдык жыштык төмөнкү сындама менен аныкталат: $\omega_{\max} = \upsilon \cdot \sqrt[3]{6\pi^2 n}$ (15.6.5.), мында υ –фазалык ылдамдык; *n*– осциллятордун (термелгичтин, бөлүкчөнүн, атом, ион, молекуланын) концентрациясы. Эгерде Дебай сунуш кылгандай (15.6.4 жана 15.6.5 формулалары) болсо, анда катуу заттын молярдык жылуулук сыйымдуулугу Дебайдын төмөнкү формуласы менен аныкталат: $C_\mu = \dfrac{9n\hbar}{\omega_{\max}^2} \int\limits_0^{\omega_{\max}} \dfrac{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} \cdot \hbar \cdot \omega^4 \cdot d\omega}{\left[\left(e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1\right)^2 \cdot kT^2\right]}$ (15.6.6), бул сындама боюнча түзүлгөн C_μнун температурадан болгон көз карандылыгы тажрыйбадан алынган графикке болжол менен дал келет.

Эгерде *Дебайдын мүнөздүк температурасы* деп аталган температурадан төмөнкү температурада (15.6.6) сындамасы жөнөкөйлөшүп калат жана төмөнкүдөй түргө өтөт: $C_\mu = \dfrac{12\pi^4}{5} \cdot R\left(\dfrac{T}{\theta_D}\right)^3$ (15.6.7), мында жылуулук сыйымдуулук температуранын үчүнчү даражасына пропорциялаш болот. Мында *R*– молярдык газ турактуусу, ал эми θ_D– *Дебайдын мүнөздүк температурасы* төмөнкүчө аныкталат. $\theta_D = \dfrac{\hbar\omega}{k}$ (15.6.8).

Ошентип Дебайдын сындамасы тажрыйбада алынган графикти жакшыраак түшүндүрөт. Бирок дагы эле абдан так бере албайт. Катуу заттын жылуулук сыйымдуулугунун температурадан көз карандылыгы 15.6.1-сүрөттө көрсөтүлгөн. Ошентип төмөнкү температурадагы жылуулук сыйымдуулук кванттык теория (назарият) менен гана түшүндүрүлөт.



15.6.1-сүрөт. Катуу заттын жылуулук сыйымдуулугунун температурадан көз карандылыгы.

§ 15.7 Өткөргүчтөрдүн жылуулук сыйымдуулугу

Өткөргүчтөр (металлдар) кристаллдык торчодон жана бош электрондордон түзүлгөн электрондук газдан турат. Ал эми кристаллдык торчонун түйүндөрүндө металлдын оң иондору жайгашат. Эгерде өткөргүчтөрдүн жылуулук сыйымдуулугун классикалык назарият (теория) менен карасак алардын жылуулук сыйымдуулугу эки бөлүктөн турат. Биринчи бөлүгү металлдардын оң иондорунан турган кристаллдык торчонун жылуулук сыйымдуулугунан, ал эми экинчи бөлүгү электрондук газдын жылуулук сыйымдуулугунан, б.а.

$C_{мет}=C_{тор}+C_{э.г.}$ (15.7.1), мында $C_{тор}$ – торчонун жылуулук сыйымдуулугу. $C_{э.г.}$– электрондук газдын жылуулук сыйымдуулугу. Биринчиси Дюлонг жана Пти мыйзамы боюнча аныкталгандыктан $C_{тор}=3R$ (15.7.2) алабыз.

Ал эми электрондук газдын жылуулук сыйымдуулугу газдардын молекуласына пайдаланган классикалык назарияттын (теориянын) негизинде төмөнкүдөй сындама менен аныкталат: $C_{э.г.}=\frac{i}{2}R$ (15.7.3),

$C_{э.г.}$ – мында i– бөлүкчөнүн (электрондун) эркиндик даражасынын саны; R– газдын молярдык турактуусу.

Электрон үчүн эркин жүрүүнүн саны i=3 болот. Демек (15.7.2) жана (15.7.3) тү (15.7.1) ге койсок: $C_{өт}$=4,5R (15.7.4) болот.

Бул классикалык теориядан алынган жыйынтык. Бирок металлдык өткөргүчтөрдүн тажрыйбада алынган жылуулук сыйымдуулугу $C_{мет}$=3R гана болот. Ошентип классикалык назарият тажрыйбада алынган жыйынтыкты түшүндүрө албайт. Аны кванттык теория гана түшүндүрөт.

Биз мурда кванттык статистикаларды карап өткөнбүз жана өткөргүчтөрдөгү электрондук газ «бузулган» абалда боло тургандыгын көрсөткөнбүз. Башкача айтканда электрондук газ температуралардын өсүшү менен өзүнүн энергиясын өзгөртпөйт жана турактуу бойдон калат. Металлдык өткөргүчтөгү электрондук газдын жылуулук сыйымдуулугун ошол кванттык статистиканын негизинде эсептеп чыгарганда $C_{э.г}=0{,}01R$ (15.7.5) болуп калат. Муну (15.7.1) ге койсок баары бир эле металл өткөргүчтүн жылуулук сыйымдуулугу 3 R ге жакын болуп чыгат. Ошентип кванттык назарият металлдык өткөргүчтөрдүн жылуулук сыйымдуулугун түшүндүрөт. Ал эми классикалык назарият металл өткөргүчтөрдүн жылуулук сыйымдуулугун түшүндүрө албайт. Ушул 15.7. параграфта да жогоруда каралган 15.6. параграфдагыдай баардык формулаларда молярдык жылуулук сыйымдуулук (C_μ) колдонулду. Бирок § 15.7 де формуланын индекстерин жөнөкөйлөтүш үчүн "μ" индекси жазылган жок, б.а. $C_{мет}$, $C_{тор}$, $C_{э.г.}$ чоңдуктары молярдык жылуулук сыйымдуулук болуп саналат.

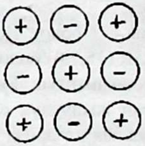
§ 15.8. Кристаллдарды, алардын структуралык элементтеринин химиялык байланыштары боюнча класстарга бөлүү

Кристаллдардын пайда болушу алардын структуралык элементтери бири-бирине байланышта болгондуктан келип чыгат. Ошол байланыштарга жараша кристаллдар 4 класска бөлүнөт:

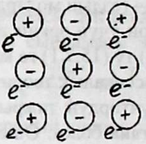
1) иондук; 2) металлдык; 3) атомдук; 4) молекулалык.

Төмөндө алардын айырмачылыгы каралат.

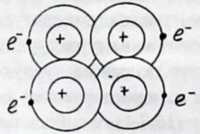
1. *Иондук кристаллдар*. Алардын кристаллдык торчосунун түйүндөрүндө *оң жана терс иондор* жайланышат. Алардын бири-бирине аракет кылган күчү электростатикалык же Кулондук тартылуу күчү болуп эсептелет (15.8.1-сүрөт).



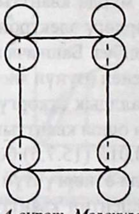
15.8.1-сүрөт. Иондук кристаллдын тегиздиктеги үлгүсү



15.8.2-сүрөт. Металлдык кристаллдардын тегиздиктеги үлгүсү.



15.8.3-сүрөт. Атомдук кристаллдардын үлгүсү.



15.8.4-сүрөт. Молекулалык кристаллдын үлгүсү.

Бул типтеги кристаллдарга электростатикалык күчтөн башка дагы бир аз санда коваленттик күч таасир этет.

2. *Металлдык кристаллдарда* анын кристаллдык торчосунун түйүндөрүндө оң иондор жайланышат, бул иондордун арасында электрондор бош кыймылдашып жалпыланган электрондук газды түзөт. Ал электрондук газ дүрмөткө (зарядка) ээ болот. Оң иондордун заряддарынын кошундусу электрондук газдын терс заряддарынын кошундусуна барабар. Мындай өз ара байланышты металлдык байланыш деп аташат (15.8.2-сүрөт).

3. *Атомдук кристаллдар.* Мында кристаллдык торчонун түйүндөрүндө нейтралдык атомдор жайланышкан. Ал атомдордун бири-бирине байланышы кванттык назарият менен гана түшүндүрүлөт жана коваленттик байланыш деп аталат. Кванттык назарият боюнча атомдогу электрон бир айланада гана айланбастан электрондук булутча түзүп кыймылдаарын мурда карап өткөнбүз.

4. *Атомдун электрондук* булутчалары бири-бирине катталышып (сиңишип) калганына байланыштуу атомдук кристалл түзүлөт (15.8.3-сүрөт).

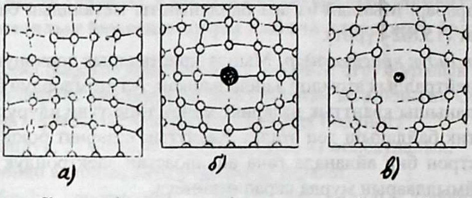
5. *Молекулалык кристалл.* Мында кристаллдык торчонун түйүндөрүндө молекулалар жайланышат. Молекулалар дагы нейтралдык болгонуна карабастан Ван-дер-Ваальс күчү менен тартылышат. Бул күч аз өлчөмдө болгондуктан молекулалык кристаллдар тез эле эрип кете алышат жана байланышы жогоруда айтылган (иондук, металлдык жана атомдук) кристаллдарга караганда күчтүү эмес (15.8.4-сүрөт).

§ 15.9. Кристаллдагы кемтиктер (дефектер)

Кандай гана кристалл болбосун (жаратылышта пайда болгон же лабораторияда өстүрүп алынган) алардын кристаллдык торчосунда кемтиктер (дефектер) болот. Кемтиктердин (дефектердин) 4 түрү бар:

1) *Нөл өлчөмдүк (чекиттик дефект) кемтик.*

Буга бош орундар (вакансиялар) кирет. Башкача айтканда кристаллдык торчонун түйүндөрүндө структуралык элемент жок болуп калат. Эгерде оң дүрмөттүү ион ордунда жок болсо ал *катиондук бош орун* деп аталат. Эгерде терс дүрмөттүү ион жок болсо *аниондук бош орун* (вакансия) пайда болот (15.9.1а-сүрөт). Булардан башка дагы кристаллдардын өзүнө тиешелүү структуралык элементтердин ордуна башка заттын структуралык элементи орун алып калат. Бул кошундулук (применсттик) орун ээлөө кемтиги (дефектиси) болот. Кээде башка элементтин атому, кристаллдык торчонун түйүнүндө эмес, түйүндөрдүн ортосунда жайланышып калат. Аны киргизилген кошунду (примесь внедрения) деп аташат (15.9.1б,в-сүрөт).



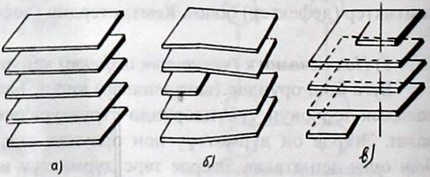
15.9.1-сүрөт. Кристаллдагы нөл өлчөмдүү кемтик: а) –бош орундар (вакансия); б) – кошундулук орун ээлөө кемтиги; в) –киргизилген кошунду.

2. *Бир чендүү кемтик же сызыктуу кемтик (дефект)*

Мында кристаллдык торчону түзгөн кристаллдардын тегиздиктери түзөөрүн эстейли (15.9.2а-сүрөт). Эгерде бул тегиздиктердин бири уланбай токтоп калып үзгүлтүккө учураган жери сызыкты түзсө, анда аны ал сызыктуу (дислокация) орун котоpуу деп атайт (15.9.2б-сүрөт).

Кээде кристалл өсүп жатканда тегиздик тепкич түрүндө өзгөрүп жүрүп отуруп бурама түрүнө окшоп калат. Аны буралган дислокация деп аташат. (15.9.2в-сүрөт). Ошентип бир өлчөмдүү кемтик (дефект) эки түрдө болот: сызыктуу дислокация жана буралган дислокация деп аталат.

15.9.2-сүрөт. Бир чендүү (сызыктык) кемтик: а) –кристаллдык торчонун жарыш тегиздиктери; б) –сызыктуу орун котоpуу (дислокация); в) –буралган дислокация.



3. *Эки өлчөмдүү кемтик же беттик кемтик (дефект).*

Буга төмөнкү кемтиктер (дефектер) кирет:

а) Дислокациялардын катары бир тегиздикти түзүп калат;

б) Кристаллды түзгөн данчалар (зерно) аралык беттер;

в) Кристаллдардын сырткы беттери.

Идеалдык кристаллдын беттери чексиздикке кетет деп эсептелинет. Ал эми реалдык кристаллдар бетке ээ болот. Алар дагы кристаллдын кемтиги (дефектиси) болуп саналат.

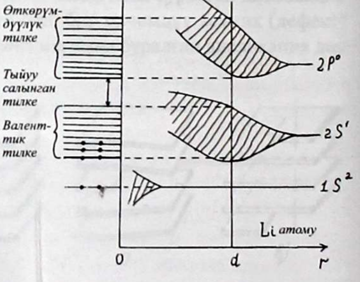
4. *Үч өлчөмдүк кемтиктер же көлөмдүк кемтиктер (дефектер).*

Буга кристаллдын ичиндеги ар кандай бөтөн нерселер. Экинчиден көлөмдүк боштуктар же башка заттын чаңдары. Алар көзгө көрүнбөгөнү менен кристаллдардын ичинде торчонун кайталанма аралыгына (торчонун мезгили же торчо турактуусу) салыштырмалуу абдан эле чоң болот.

Жогоруда каралган кристаллдык кемтиктер анын ар кандай физикалык касиеттерине чоң таасирин тийгизишет. Мисалы сызыктуу кемтиктердин (дислокациялардын) санынын өсүшү кристаллдын катуулугуна татаал түрдө таасир тийгизет. Дислокациянын саны өскөн сайын адегенде кристаллдардын катуулугу эң төмөнкү чекке жетип анан кайра чоңоёт. Ошондуктан дислокациянын санын эсептеп туруп ар кандай катуулуктагы кристаллдарды пайдаланганга тандап алышат.

XVI бап. КАТУУ ЗАТТАРДЫН ТИЛКЕ НАЗАРИЯТЫНЫН (ЗОНДУК ТЕОРИЯНЫН) ЭЛЕМЕНТТЕРИ

Шредингердин кванттык назарият (теория) үчүн жазган теңдемеси (§ 12.5.1) бир гана элементардык бөлүкчө үчүн берилет. Ал эми кристаллдарда абдан көп сандагы бөлүкчөлөр болот. Алардын баарына теңдеме жазып чыгаруу үчүн адам өмүрү да жетпейт. Андыктан катуу заттардагы структуралык элементтердин кыймылын мүнөздөө үчүн тилке назарияты (зондук теория) сунушталат. Ошол тилке назариятынын (зондук теориянын) жөнөкөйлөтүлгөн элементин бул жерде карап өтөлү. Атомдор эркин абалда турганда сызыктуу энергетикалык деңгээлдерге ээ болот. Ал эми аларды өз ара жакындатып кристаллдык зат түзүлгөндө ал энергетикалык деңгээлдер тилкелерге айланат. Мисалы, литийдин атомун жана кристаллын карап өтөлү. Литий Менделеев таблицасында 3 чү орунда турат, анын 3 электрону бар. Алар 2 энергетикалык деңгээлди түзөт. $1s^2$ жана $2s^1$. Анын $2s^1$ деңгээлиндеги электрону дүүлүккөн абалга өткөндө $2p$ деңгээлин пайда кылат (16.1-сүрөт).



16.1-сүрөт. Катуу заттын атомунун энергиялык тилкелери (зоналары): а) – өткөрүүчү тилкелер; б) –тыйуу салуучу тилке; в) – валенттик тилкелер.

Литийдин атомдору жакындашып отуруп кристаллдарды түзгөндө атомдордун ортосундагы аралык кайталанма аралыкка (торчо турактуусуна) d чейин жакындашат жана атомдун деңгээлдери кеңейип тилкелерди пайда кылышат. Ошол кайталанма аралык dга туура келген энергиялык деңгээлдердин проекциясын (долбоорлорун) тапсак литий кристаллы үчүн 3 тилке пайда болот. $2s^1$– валенттик деңгээлде пайда болгон тилке *валенттик тилке* деп аталат. Ал эми дүүлүккөн абалды берүүчү $2p^0$ деңгээлинен *өткөрүмдүүлүк тилкеси* пайда болот. Ал эми бул 2 тилкенин ортосунда *тыйуу салынган тилке* пайда болот. Бул тилкеде электрондорго жайгашууга уруксат берилбейт.

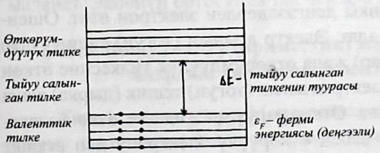
§ 16.1. Катуу заттардын энергетикалык тилкелери (зоналары)

Ошентип катуу заттар жогоруда алынган 3 тилке менен мүнөздөлөт (16.1-сүрөт). Алар: 1) валенттик тилке, 2) тыйуу салынган тилке, 3) өткөрүмдүүлүк тилке. Валенттик тилке, өткөрүмдүүлүк тилкеси жыш энергетикалык деңгээлге толтурулган жана аларга электрондор жайланышы мүмкүн. Электрон фермион болгондуктан ар бир деңгээлге экиден гана электрон жайланышат. Алардын спиндери карама – каршы болот.

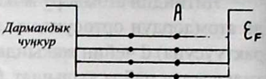
§ 16.2. Өткөргүч, жарым өткөргүч жана өткөрбөгүч

Өткөргүч, жарым өткөргүч жана өткөрбөгүчтөрдү тилкелик назарияттардын (теориянын) негизинде карап өтөлү.

1. *Өткөргүч.* Өткөргүчтөрдө валенттик тилкедеги деңгээлдер толугу менен электрондор менен толтурулбайт. Электрондор ар бир деңгээлде 2ден гана жайланышып олтуруп эң жогорку деңгээл болгон *Ферми деңгээлине* (ε_F) чейин толтурулат. Андан жогорку деңгээлдер бош болот (16.2.1-сүрөт).



16.2.1-сүрөт. Өткөргүчтүн (металлдын) энергиялык тилкелери.

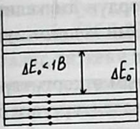


16.2.2-сүрөт. Өткөргүчтүн (металлдын) валенттик тилкеси (зонасы), б.а. дармандык (потенциалдык) чуңкуру.

Температурасын көтөргөндө же нурдантканда өткөргүчтөрдүн электрондору *Ферми деңгээлинен* жана ага жакын деңгээлдерден жогорку бош деңгээлдерге тез эле өтө алышат, анткени алар жакын жайланышкан. Бул бош электрондор электр агынын (тогун) түзүүгө катышат. Ошондуктан өткөргүчтөрдүн электр өткөрүмдүүлүгү чоң болот. Өткөргүчтөрдүн электрдик касиеттерин түшүндүрүү үчүн сөз-сүз түрдө *тыйуу салынган* жана өткөрүмдүүлүк тилкелерге таянуу зарыл эмес. Андыктан бир гана валенттик тилкени көрсөтүү жетиштүү, аны кээде дармандык (потенциалдык) чуңкур деп атап коюшат (16.2.2-сүрөт).

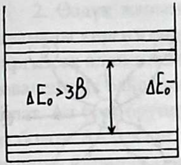
Электрон өткөргүчтүн сыртына чыгыш үчүн жумуш (A) аткарылышы керек, б.а.Ферми деңгээлинен көтөрүлүп өткөргүчтүн сыртына чыгуу үчүн аткарылган жумуш *электрондун «чыгуу» жумушу* деп аталат. Ал жумуш ар бир өткөргүч үчүн өзүнчө мааниге ээ болот. Ошондой эле ар бир өткөргүчтүн Ферми деңгээли жана ага туура келген Ферми энергиясы (ε_F) болот.

2. *Жарым өткөргүч.* Жарым өткөргүч үчүн валенттик тилкедеги деңгээлдер толугу менен электрондорго толтурулган болот. Ал эми өткөрүмдүүлүк тилкесиндеги деңгээлдер бош болот. Электрон валенттик тилкеден бошонуп чыгыш үчүн тыйуу салынган тилкеден секирип өтүшү керек. Ал үчүн сырттан тыйуу салынган тилкенин туурасына барабар кудуретти (энергияны) алышы керек. Тыйуу салынган тилкенин туурасы ΔE_0 менен белгиленет. Валенттик тилкеден өткөрүмдүүлүк тилкеге өтүп кеткен электрондун орду *«тешик» ("дырка")* деп аталат. Ал эффективдүү оң дүрмөткө (зарядка) ээ болот. Ал тешиктин ордуна жакынкы деңгээлдерден электрон өтөт. Ошентип тешик кыймылга келе алат. Электр агынын (тогун) ташуучулар болуп ошол тешик (дыркалар) жана өткөрүмдүүлүк тилкесине өткөн электрондор болушат, б.а. электр агынын (тогун) тешик (дырка) жана өткөрүүчү электрондор түзөт. Өткөрүмдүүлүк тилкеге өткөн электронду жөн эле «электрон» дебей өткөрүүчү электрону деп аташат



жана андай электрондордун өзгөчө касиеттери бар экендиги кийинки параграфта айтылат (16.2.3-сүрөт).

16.2.3-сүрөт. Жарым өткөргүчтүн тыйуу салынган зонасынын туурасы.



16.2.4-сүрөт. Өткөргүчтүн (диэлектриктин) тыйуу салынган зонасынын туурасы.

3. *Өткөрбөгүч (диэлектрик, изолятор).* Өткөрбөгүч (диэлектрик) жарым өткөргүчтүкүндөй эле тилкелердин жайланышы жана электрондор менен алардын деңгээлдеринин толтурулушу бирдей болот. Бир гана айырмасы тыйуу салынган тилкенин туурасы (жазылыгы, ΔE_0) өткөрбөгүч үчүн жарым өткөргүчкө караганда чоң болот. Эгерде жарым өткөргүч үчүн тыйуу салуучу тилкенин туурасы 1 Вдон (Вольтдон) кичине болсо, өткөрбөгүчтөр үчүн 3 Вдон чоң болот. Тыйуу салынган тилкенин туурасы чоң болгондуктан өткөрбөгүчтөрдө электр агынынын (тогун) пайда болушу кыйынга турат. Андыктан алар электр агынын (тогунун) өткөрбөйт десек да болот. Бирок сырттан энергия берсек жана ал кудуреттин (энергиянын) чоңдугу тыйуу салынган тилкенин туурасынан (жазылыгынан) чоң болгондо электр агыны (тогу) аз санда болсо да пайда болот (16.2.4-сүрөт).

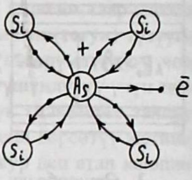
Ошентип жарым өткөргүч (полупроводник) менен өткөрбөгүчтүн (диэлектриктин) тилке түрүндөгү сүрөтүндө айырмачылык жалгыз гана тыйуу салынган тилкенин туурасынын чоңдугу менен айырмаланат. Экөөнүн ортосунда так чек ара жок.

§ 16.3. Кошулмалуу (приместик) жарым өткөргүчтөр жана алардын тилкелик (зоналык) сүрөттөрү

Жарым өткөргүчтөр Менделеевдин элементтери үчүн таблицасынын орто жерин ээлеп жатышат. Алар германий, кремний, селен жана башкалар. Эгерде алар кошулмаларсыз болсо *өздүк жарым өт-*

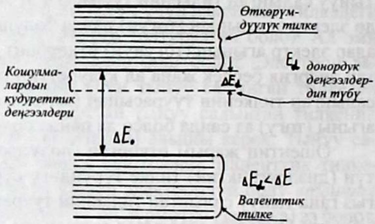
көргүчтөр деп аталышат. Өздүк жарым өткөргүчтөрдүн тилкелик сүрөтү 3 тилкеден тураарын жогоруда карап өттүк. Эми *кошулмалуу жарым өткөргүчтү* карайлы. Алар эки түрдүү болот:

1. Эгерде кошулманын валенттүүлүгү өздүк жарым өткөргүчтүкөнү караганда чоңураак болсо, мисалы, кремний 4 валенттүү, ага 5 валенттүү мышьяк (As) кошулманы киргизсек электрондук *n–* тибиндеги жарым өткөргүчтү алабыз (16.3.1-сүрөт).



16.3.1-сүрөт. Мышьяк кошулмасы бар кремний жарым өткөргүчтүн жалпак торчосу.

Мышьяктын бир электрону кремнийдин атомдору менен байланышпай калат, ал эми төрт электрону кремнийдин 4 электрону менен коваленттик байланышты түзөт. Ошол ашыкча 5 нчи электрон мышьяктын атомунан жеңил эле бошонуп кете алат жана электр агынын (тогун) түзүүгө катышат.

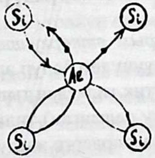


16.3.2-сүрөт. Кошулмалуу электрондук жарым өткөргүчтүн энергиялык зоналары: өткөрүүчүлүк; донордук; тыйуу салуучу; валенттик.

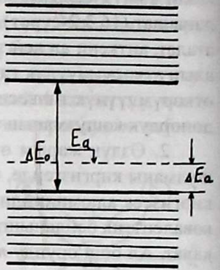
Электрон терс дүрмөткө ээ болгондуктан бул кошулма жарым өткөргүч электрондук же негативдик жарым өткөргүч деп аталат дагы, аны *n–* типтеги жарым өткөргүч деп атап коюшат. *n–* ”негатив” деген англис тилинен алынган терс деген маанидеги сөздүн 1чи тамгасы болуп эсептелет. Ал электрондун кудуреттик (энергиялык) деңгээли тыйуу салынган тилкеде өткөрүмдүүлүк тилкеге жакын жайланышат (16.3.2-сүрөт). Ал кудуреттик деңгээл *донордук деңгээл* деп аталат, анткени ал деңгээл өзүнүн электронун сырттан аз эле кудурет алып өткөрүмдүүлүк тилкесине бере алат. Ал донордук деңгээл менен өткөрүмдүүлүк тилкесинин түбүнүн ортосундагы кудуреттик аралык донордук кошулманын активация кудурети деп аталат (ΔE_d).

2. Өздүк жарым өткөргүчкө валенттүүлүгү азыраак болгон кошулманы киргизгенде, мисалы кремнийге алюминий $A\ell$ кошулмасын киргизсек алюминийдин 3 электрону кремнийдин 3 электрону менен коваленттик байланышты түзүп 4 чү электрону байланыш түзбөй бош калат. Ал бош орунду *тешик* деп коюшат. Тешик болсо оң дүрмөткө ээ болот. Андыктан, позитивдүү деген, оң дегенди билдирчү англис сөзүнүн биринчи тамгасы менен белгилеп *p – тибиндеги жарым өткөргүч* деп аташат (16.3.3-сүрөт). Пайда болгон тешиктин кудуреттик деңгээли тыйуу салынган тилкеде валенттик тилкенин төбөсүнө жакын жайланышат жана ал деңгээл *акцептордук деңгээл* деп аталат (16.3.4-сүрөт). Акцептордук деңгээл менен валенттик тилкенин төбөсүнүн ортосундагы кудуреттик аралык акцептордук кошулманын активация кудурети деп аталт (ΔE_a). E_a – акцептордук деңгээлдердин төбөсү. Донордук деңгээлде электрондор жайланышса акцептордук деңгээлде тешиктер жайланышат.

Электрондук *n*– тибиндеги жарым өткөргүчтөрдө электрондор электрдик агынды (токту) түзсө, тешиктик *p*– тибиндеги жарым өткөргүчтөрдө тешиктер электрдик агынды (токту) түзөт.



16.3.3-сүрөт. Алюминий кошулмасы бар кремний жарым өткөргүчтүн жалпак торчосу.

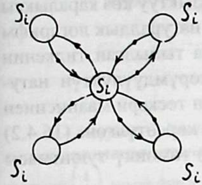


16.3.4-сүрөт. Кошулмалуу тешиктик жарым өткөргүчтүн энергиялык тилкелери: тыйуу салуучу; акцептордук; өткөрүүчү; валенттик.

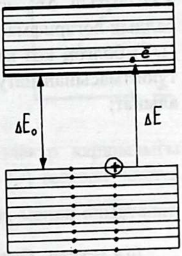
Анткени өздүк жарым өткөргүчтүн тыйуу салынган тилкесинин туурасы ΔE_0 кошулмалардын активация кудуреттерине (ΔE_d *жана* ΔE_a) караганда абдан чоң болгондуктан сырттан алынган кудурет аз эле болгондо кошулма деңгээлдерден жанындагы тилкелерге электрондун же тешиктин өтүшү оңой болот. Тактап айтканда, донордук деңгээлдерден жанындагы уруксаты бар тилкелерге электрондун же тешиктин өтүшү оңой болот. Тактап айтканда, донордук деңгээлден өткөрүүчү тилкеге электрондор өтүп кетет, ал эми валенттик тилкеден акцептордук деңгээлге электрон өтүп кетип валенттик тилкеде *тешик* пайда кылат.

§ 16.4. Өздүк жарым өткөргүчтөрдүн электр өткөрүмдүүлүгү

Өздүк же таза жарым өткөргүчтөрдө (16.4.1-сүрөт) электр агынын (тогун) алып жүрүүчүлөр болуп электрон жана тешик болуп эсептелет, анткени валенттик тилкеден тышкы күчтүн таасири менен электрон тыйылган (тыйуу салынган) тилкени аттап өткөрүмдүүлүк тилкеге өтөт. Ал тышкы таасирлерге жылуулук кудурети, жарыктын кудурети, бомбалоодогу кудурет (ΔE) жана башкалар кирет. Ал сырткы таасирдин кудуреттери (ΔE) тыйылган тилкенин туурасынан (ΔE_0) чоң же барабар болуш керек, б.а. $\Delta E \geq \Delta E_0$ (16.4.2-сүрөт). Кванттык тилкелик назариятты пайдаланганда электрон жана тешиктин кыймылын мүнөздөгөндө Шредингердин теңдемесин (12.5.4) колдонуу өтө татаал жана көпчүлүк учурда мүмкүн эмес. Андыктан алардын кыймылын мүнөздөө үчүн Ньютондун 2чи мыйзамын колдонушат. Бирок ал учурда электрон менен тешиктин массасы «эффективдүү масса» менен мүнөздөлөт. Ал масса электрондун өзүнүн классикалык массасынан айырмаланат. Кээ бир учурда терс мааниге да ээ болуп калат.



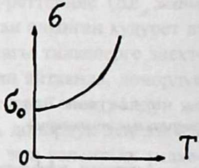
16.4.1-сүрөт. Таза (өздүк) жарым өткөргүчтүн жалпак торчосу.



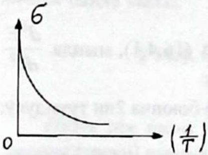
16.4.2-сүрөт. Таза (өздүк) жарым өткөргүчтөрдүн энергиялык тилкелерия

Анткени эффективдүү масса бөлүкчөнүн кудуретинин (энергиясынын) толкун саны боюнча 2чи туундусунан көз каранды жана төмөнкү сындама менен аныкталат: $m^{*} = \dfrac{\hbar^2}{\dfrac{d^2E}{dk^2}}$ (16.4.1), мында $\dfrac{d^2E}{dk^2}$ – бөлүкчөнүн кудуретинин (E) толкун саны (k) боюнча 2чи туундусу; $\hbar$– Планк турактуусу.

Тажрыйба көрсөткөндөй металл өткөргүчтүн электр өткөрүмдүүлүгү (σ) температура (T) өскөндө сызыктуу түрдө төмөндөйт. Ал эми өздүк жарым өткөргүчтүн температурадан болгон тажрыйбадагы көз карандылыгы экспоненциалдык түргө ээ, б.а. электр өткөрүмдүүлүгү температуранын өсүшү менен тез жогорулайт: $\sigma = \sigma_0 \cdot e^{-\frac{\Delta Ed}{2kT}}$ (16.4.2), мында σ_0– температура нөл (T=0) Кэльвин болгондогу электр өткөрүмдүүлүгү. ΔE_0– тыйылган тилкенин туурасы (жазылыгы); k– Больцман турактуусу; T– абсалюттук температура. (16.4.2.) сындама боюнча электр өткөрүмдүүлүктүн (σ) температурадан көз карандылыгы 16.4.3-сүрөттө көрсөтүлгөн. Ал эми 16.4.4-сүрөттө жарым өткөргүчтүн өздүк электр өткөрүмдүүлүгүнүн (σ) температуранын тескери $\left(\frac{1}{T}\right)$ маанисинен болгон көз карандылыгы сүрөттөлгөн. Графиктерди (16.4.3– жана 16.4.4-сүрөт) чийүү жеңил болбогондуктан (16.4.2) формуладан натуралдык логарифм алып түз сызыктуу көз каралыкты [$ln\sigma = f(T)$ алууга болот. Ошондуктан көбүнчө натуралдык логарифм графигин колдонушат жана ал график боюнча тыйылган тилкенин жазылыгын ΔE_0 эсептеп алышат. Электр өткөрүмдүүлүктүн натуралдык логарифмасынын ($\ln \sigma$) температуранын тескери маанисинен (1/T) болгон көз карандылыгы 16.4.5-сүрөттө көрсөтүлгөн. (16.4.2) туюнтмасынан натуралдык логарифмдин ($\ln \sigma$) төмөнкү туюнтмасы алынат:



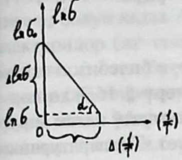
16.4.3-сүрөт. Өздүк (таза) жарым өткөргүчтүн электр өткөрүмдүүлүгүнүн (σ) температурадан (I) көз карандылыгы.



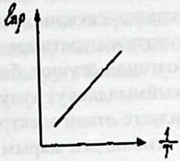
16.4.4-сүрөт. Өздүк (таза) жарым өткөргүчтүн электр өткөрүмдүүлүгүнүн (σ) температуранын тескери $\left(\frac{1}{T}\right)$ *маанисинен көз карандылыгы.*

$$\ln \sigma = \ln \sigma_0 - \frac{\Delta E_0}{2k\mathrm{T}} \quad (16.4.3). \quad \text{Мындан:} \quad \frac{\Delta E_0}{2k\mathrm{T}} = \ln \sigma_0 - \ln \sigma \quad (16.4.4).$$

16.4.4-туюнтмадан $\Delta E_0 = \dfrac{\Delta \ln \sigma}{\frac{1}{2k}\Delta\left(\frac{1}{\mathrm{T}}\right)}$ (16.4.5) алынат. Ушул (16.4.5) формула менен 16.4.5-сүрөттү колдонуп тыйылган тилкенин туурасы ΔE_0 аныкталат.



16.4.5-сүрөт. Өздүк (таза) жарым өткөргүчтүн электр өткөрүмдүүлүгүнүн (σ) натуралдык логарифмасынын (ln σ) температуранын тескери маанисинен $\left(\frac{1}{T}\right)$ көз карандылыгы.



16.4.6-сүрөт. Өздүк (таза) жарым өткөргүчтүн салыштырма электр каршылыгынын (ρ) температуранын тескери $\left(\frac{1}{T}\right)$ маанисинен көз карандылыгы.

Өздүк жарым өткөргүчтүн салыштырма электр каршылыгы (ρ) анын салыштырма электр өткөрүмдүүлүгүнө (σ) тескери чоңдук $\left(\rho=\frac{1}{\sigma}\right)$ болуп эсептелет жана төмөнкү сындама менен аныкталат:

$$\rho=\rho_0\cdot e^{\frac{\Delta E_d}{2\kappa T}} \quad (16.4.6).$$

Анын (ρ) графиги 16.4.6-сүрөттө көрсөтүлгөн.

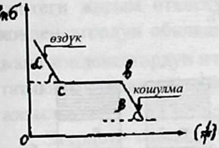
Өздүк (таза) жарым өткөргүчтөрдө Ферми деңгээли (ε_F) T=0 K болгондо тыйылган тилкенин так ортосунан орун алат. Ал эми температуранын жогорулашы менен ал деңгээлдин абалы татаал түрдө өзгөрөт: адегенде өткөрүмдүүлүк тилкенин түбүнө жакындап, кайра төмөндөп валенттик тилкенин төбөсүнө жакындап анан кайра көтөрүлөт. Ферми деңгээлинин кудуретинин температурадан көз карандылыгы төмөнкү сындамада берилет: $\varepsilon_F=\frac{\Delta E_d}{2}+\frac{3}{4}kT\ell n\frac{m^*_p}{m^*_n}$ (16.4.7), мында m^*_n – электрондун эффективдүү массасы; m^*_p – тешиктин эффективдүү массасы.

§ 16.5. Кошулма жарым өткөргүчтөрдүн электрдик өткөрүмдүүлүгү

Кошулма жарым өткөргүчтөр 2 типте болоорун билебиз: n– типтеги жана p– типтеги. Алардын тилкелик сүрөттөрү § 16.3 дө көрсөтүлгөн. Эгерде n– типтеги кошулма жарым өткөргүчтү алсак анын электр өткөрүмдүүлүгү төмөнкүдөй түшүндүрүлөт. Температураны жогорулатканда донордук деңгээлдеги электрондор өткөрүмдүүлүк тилкеге секирип өтүшөт. Алар температураны көтөргөндөгү жылуулук кудурети электрондук активация кудуретине барабар жана чоң болгондо өтүшөт, б.а. $\Delta E_{дон} \leq \Delta E$. Мында $\Delta E_{дон}$– донордук активация (кыймылдануу) кудурети, ΔE– жылуулук кудурети. Өткөрүмдүүлүк тилкеге өткөн электрондор электр агынына (тогуна) катышышат, б.а. n– тибиндеги жарым өткөргүчтөрдө электр агынын (тогун) алып жүрүүчүсү болуп электрондор эсептелет. Ошентип, кошулма n– жарым өткөргүчтөгү электрондор электр тогун негизги алып жүрүүчүлөрү болуп эсептелет. Ал эми кошулма p– тибиндеги жарым өткөргүчтөрдө электр тогун негизги алып жүрүүчүлөрү болуп тешиктер эсептелет. p– тибиндеги жарым өткөргүчтөрдө акцептордук деңгээлде тешиктер орун алат. Температураны көтөргөндө электрон валенттик тилкеден акцептордук деңгелге өтөт. Натыйжада валенттик тилкеде тешиктер пайда болот. Ал тешиктер эффективдүү оң дүрмөткө (зарядка) ээ болот. Демек ошол тешиктердин кыймылы электр агынын түзөт. Мында температураны көтөргөндөгү жылуулук кудурети ΔE акцептордук кыймылдануу (активация) кудуретине барабар же чоң болуш керек. Бул эки типтеги кошулма жарым өткөргүчтөрдүн электр өткөрүмдүүлүгүнүн температурадан көз карандылыгы төмөнкү сындама менен табылат: $\sigma_{кош} = \sigma_{0кош} \cdot e^{-\frac{\Delta E_{кош}}{2кT}}$, мында $\Delta E_{кош} = \begin{cases} \Delta E_{дон} \\ \Delta E_{акцепт} \end{cases}$.

Эгерде электр өткөрүмдүүлүктүн натуралдык логарифмасынын ($\ln \sigma$) температуранын тескери чоңдугунан (1/T) болгон көз карандылык графигин тургузсак 16.5.1–сүрөт алынат. Бул сүрөттө электр өткөрүмдүүлүктүн жалпы түрү көрсөтүлгөн, б.а. $\sigma = \sigma_{өз} + \sigma_{кош}$. Анткени температураны өтө чоңойто бергенде кошулма электр өткөрүмдүүлүктөн башка дагы өздүк электр өткөрүмдүүлүгү пайда болот. Ал учурда электрондор валенттик тилкеден тыйылган тилкени секирип өтүп өткөрүмдүүлүк тилкеге өтөт. Ортодо, б.а. өздүк электр өткөрүмдүүлүгү пайда болгонго чейин электр өткөрүмдүүлүк турактуу маанige ээ болуп калат. Анткени донордук (же акцептордук) деңгээлдеги электрондор (же тешиктер) жанындагы өткөрүмдүүлүк тилкеге (же валенттик) өтүп бүтүп донордук (же акцептордук) деңгээлде электрондор (же тешиктер) калбай калат. Бул учур сүрөттөгү *вс* сызыгына туура келет. Мындай учурду кошулмалардын «жакырдануусу» деп коюшат. Анткени бере турган электрондор (же тешиктер) калбай калат.

Ушундай (16.5.1–сүрөт сыяктуу) тажрыйбадан алынган графиктерден кыймылдануу кудуреттерин (энергия активации) жана тыйылган тилкенин (запрешённая зона) туурасын эсептеп алууга болот.



16.5.1-сүрөт. Кошулмалуу жарым өткөргүчтүн электр өткөрүмдүүлүгүнүн (σ) натуралдык логарифмасынын (ln σ) температуранын тескери $\left(\frac{1}{T}\right)$ *маанисинен көз карандылыгы.*

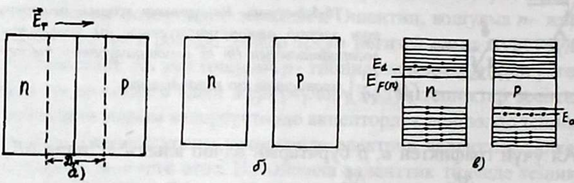
Ал үчүн графиктен *а*, *β* бурчтарын өлчөп алып ΔE_0 жана $\Delta E_{кош}$ табышат: $tg\alpha = \frac{\Delta E_0}{2к}$; $tg\beta = \frac{\Delta E_{кош}}{2к}$. $\Delta E_0 = 2k \cdot tga$; $\Delta E_{кош} = 2k \cdot tg\beta$.

Ошентип, тыйылган тилкенин жазылыгын (ΔE_0) жана кошулмалардын кыймылдануу кудуретин (активация энергиясын, $\Delta E_{кош}$) тажрыйбадан алынган график аркылуу таап алышат. Алардын маанилерине жараша жарым өткөргүчтөрдү тандап алышып техникада жана илимде колдонушат.

§ 16.6. Эки типтеги жарым өткөргүчтөрдүн тиймеги (тийиштирилиши же контактысы). Жарым өткөргүчтүк диод. p–n өткөөлү

Эки типтеги p жана n жарым өткөргүчтөрүн бири-бирине тийиштиргенде (бириктиргенде) ал экөөнүн ортосунда өтө жука катмарда жаңы аймак пайда болот. Анткени *n*– типтеги жарым өткөргүчтөн *p*– типтеги жарым өткөргүчкө электрондор өтөт. Адегенде ал электрондор *p*– типтеги жарым өткөргүчтөгү тешиктердин ордун алат, андан кийин электрондор бетке жакын жука катмарда жайланышат. Ал эми *p*– тибиндеги жарым өткөргүчтөрдөн *n*– тибиндеги жарым өткөргүчкө тешиктер (дырка) өтүп бетке жакын жука катмарга жайланышат (16.6.1-сүрөт). Ошентип эки типтеги жарым өткөргүчтөр тийишкен аймакта өтө жука конденсатор пайда болот. Ал конденсатордун электр талаасы электрон менен тешиктин ошол конденсатор пайда болгондон кийинки алардын диффузиясына каршылык көрсөтөт, анткени анын талаасы электронду да тешикти да артка түртөт. Тиймектеги конденсатордун электр талаасынын чыңалышы $\vec{E}_T$, ал эми потенциалдар айырмасы ΔU_T (16.6.1-сүрөт).

Ал конденсатордун жазылыгы D_T болот. Бул тиймекте (Т), чыңалышы $\vec{E}_T$ болгон электр талаасы пайда болот.



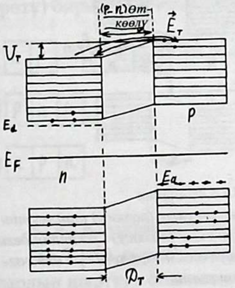
16.6.1а-сүрөт. Эки (n жана p)типтеги жарым өткөргүчтөрдүн тиймеги (контактысы), б.а. жарым өткөргүчтүк диод. б) эки (n жана p) типтеги жарым өткөргүчтөрдүн бири-бирине тийишбей тургандагы абалдары. в) эки (n жана p) типтеги жарым өткөргүчтөрдүн бири-бирине тийишбей тургандагы алардын энергетикалык тилкелеринин схемалары.

Улам кийинки электрондун же тешиктин ал конденсатор аркылуу өтүшүн дармандык тоскоолдон (потенциальный барьер) өтүү деп эсептешет. Эгерде $p-n$ өткөөлү аркылуу электр агынын (тогун) жиберсек анда пайда болгон $p-n$ өткөөл электр агынын (тогун) бир багытта жакшы өткөрүп, ал эми тескери багытта абдан начар өткөрүү касиетине ээ болот. Андыктан мындай эки типтеги жарым өткөргүчтөрдүн тиймеги электр агынын (тогун) түзөтүү үчүн колдонулат жана жарым өткөргүчтүк түзөткүч же диод деп аталат. Эми бул $p-n$ өткөөлдүн пайда болушун тилкелик назарият менен түшүндүрүп өтөлү.

n – тибиндеги жана *p* – тибиндеги жарым өткөргүчтөр өз-ара тийишбей турушканда (16.6.1б-сүрөт) *n* – тибиндеги жарым өткөргүчтүн Ферми энергиясы ($E_{F(n)}$) *n* – тибиндегиникине ($E_{F(p)}$) караганда жогору турат (16.6.1в-сүрөт), б.а. $(E_{F(n)}) \succ (E_{F(p)})$.

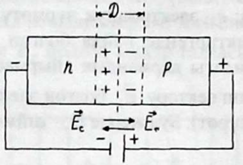
Эки типтеги жарым өткөргүчтөрдү тийиштиргенде электрондор жана тешиктер дармандык тосколдукту түзүп бүткөндө, ал эки типтеги жарым өткөргүчтөрдүн Ферми деңгээлдери бирдей болуп калат. Ал эми валенттик жана өткөрүмдүүлүк тилкелери *p – n* өткөөлүндө кыйшайып калат (16.6.2-сүрөт). Ошентип пайда болгон дармандык (потенциалдык) тосколдуктун бийиктиги U_T=eV_T болот, мында V_T– тиймекте (контакта) пайда болгон дармандык (потенциалдык) айырма же тиймектик дармандык айырма; *e*– электрондун дүрмөтү. Эки типтеги жарым өткөргүчтөрдү бириктиргенде пайда болгон жука конденсатордун обкладкалар ортосундагы дармандык айырмасы V_T жана конденсатордун ичинде чыңалыш вектору $\vec{E}_T$ болгон электростатикалык талаа пайда болот (16.6.2-сүрөт). Бул жерде D_T– тиймектин жазылыгы.

Эгерде *n*– тибиндеги жарым өткөргүч жагына тышкы өзгөрмөлүү чыңалуунун (*V*) минус (–) полюсун туташтырып, ал эми *p*– тибиндеги жарым өткөргүч жагына оң (+) полюсту туташтырсак электр агыны (тогу) *p – n* өткөөлүнөн жакшы өтөт. Мындай багыт өткөрө турган же түз багыт деп аталат (16.6.3а,б-сүрөт). Бул сүрөттө V_c– сырткы электр талаанын чыңалуусун (потенциалдар айырмасын) көрсөтөт. Тиймекке коюлган электр чыңалышы Ē азаят, б.а. $\vec{E} = \vec{E}_T - \vec{E}_C$.

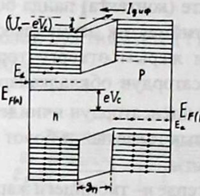


16.6.2-сүрөт. Эки (n жана p) типтеги жарым өткөргүчтөрдүн тиймегинин турган учурундагы алардын энергетикалык тилкелер схемасы.

Эгерде тескерисинче n– типке оң плюсту, ал эми p– типке терс полюсту туташтырсак электр агыны (тогу) начар өтөт. Андыктан ал *багытты тыгылма (жабык)* же *тескери багыт* деп атайт. Түз багытта болгондо дармандык тосколдун туурасы (жазылыгы) азаят $\left(D_{T1} \prec D_{T2}\right)$ жана бийиктиги да азаят $(eV_T - eV_C)$ (16.6.4-сүрөт). Ал эми тескери багытта болгондо дармандык тосколдун туурасы (жазысы) чоңоёт $\left(D_{T2} \succ D_{T1}\right)$ жана бийиктиги өсөт $(eV_T + eV_C)$. 16.6.4-сүрөттө көрүнгөндөй $\vec{E} = \vec{E}_T + \vec{E}_C$, б.а. потенциалдык өстү, б.а. eV_Cга өстү. Ошентип $p - n$ өткөөлү түзөткүчтүн милдетин аткарат.

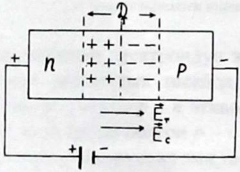


16.6.3а-сүрөт

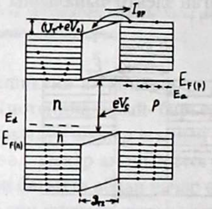


16.6.3б-сүрөт

а) – Сырткы электр талаанын түзгөн ток булагынын оң уюлу (полюсу) тиймектин р– типтеги бөлүгүнө туташтырылган, ал эми – терс уюлу (полюсу) – n– тибиндеги бөлүгүнө туташтырылган электрдик схемасы; б) –ушул тиймекти түзгөн n–p– өткөөлдүн энергетикалык тилкелер схемасы.



16.6.4а-сүрөт

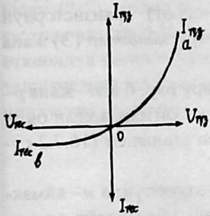


16.6.4б-сүрөт

а) – Сырткы электр талааны түзгөн ток булагынын оң уюлу (полюсу) тиймектин n– типтеги бөлүгүнө туташтырылган, ал эми – терс уюлу (полюсу)– р– тибиндеги бөлүгүнө туташтырылган электрдик схема; б) – ушул тиймектеги (n– р– өткөөлдөгү) энергетикалык тилкелердин схемасы.

Жарым өткөргүчтүк түзөткүчтүн электр агынынын чыңалуудан болгон көз карандылыгынын графигин тургузсак төмөнкүдөй сүрөт (16.6.5-сүрөт) алынат.

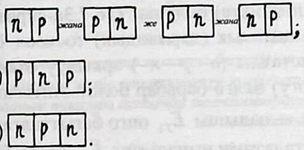
Мындай көз карандылык *вольт-ампердик мүнөздөмө* деп аталат (ВАМ). ВАМ да 0*а*– түз же өткөрүүчү багыт, ал эми 0*в*–тескери же тыгылма (жабык) багыт болуп эсептелет. Бул көз карандылыктын сындамасы төмөнкүдөй болот: $I = I_0 \cdot e^{\frac{\pm(eV_T - eV_C)}{2kT}}$, мында «+» түз багыт үчүн, ал эми "–" тескери багыт үчүн алынат.



16.6.5-сүрөт. Жарым өткөргүчтөрдүн диодунун вольт-ампердик мүнөздөмөсү (ВАМ).

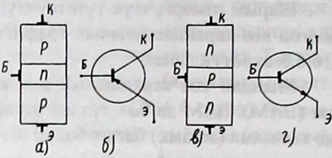
§ 16.7. Транзисторлор

Эки (*n* – жана *p*–) типтеги жана үч (2*n*–жана 1*p* – тибиндеги же 2*p* – жана 1*n*– тибиндеги) жарым өткөргүчтөрдүн тиймеги (бирикмеси) же эки *p–n* (же *n–p*) жана *n–p* (же *p–n*) өткөөлдөрдүн (16.7.1а,б,в-сүрөтү) бирикмеси *транзистор* деп аталат.



16.7.1-сүрөт. Транзисторлор.

p– n– p– тибиндеги жана *n– p– n–* тибиндеги транзисторлордун (16.7.1б,в-сүрөт) электрдик схемадагы сүрөттөлүштөрү жана алардын шарттуу белгилеништери 16.7.2б,г-сүрөттө көрсөтүлгөн.



16.7.2 а,б,в,г-сүрөт. Транзисторлордун электрдик схемалардагы сүрөттөлүштөрү (а,в) жана алардын шарттуу белгилеништери (б,г).

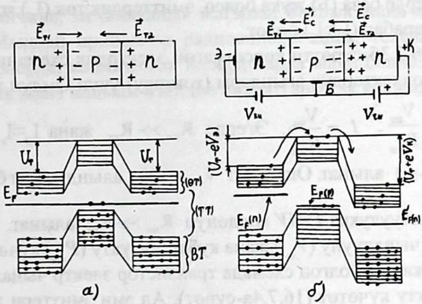
Бул эки түрдөгү транзисторлор бири-бирине абдан окшош болот. Бирок аларды электр схемага туташтырууда булардын уюлдуулугу (полярдуулугу) ар башкача болот (16.7.2а,в-сүрөт). Транзистордун ортоңку бөлүгү *база* (Б), ал эми четки бөлүктөрү *эмиттер* (Э) жана *коллектор* (К) деп аталышат.

Транзистордо эки *p– n–* же *n– p–* өткөөлдөрү бар, б.а. *n–* жана *p–* тибиндеги эки аймактын ортосунда чектик жука катмарлардын бири эмиттердик, ал эми экинчиси коллектордук деп аталышат (16.7.2-сүрөт).

Жогоруда (§ 16.6) көрсөтүлгөндөй *p– n–* өткөөлүндө *n–* аймактан *p* га электрондордун таралышы (диффузиясы) басаңдайт, ал эми *p–* аймактан *n* ге тешикчелердин таралышы (диффузиясы) басаңдайт. Эми *n– p– n* түзүлүшүнө ээ болгон транзистордун иштөө жолун өздөштүрөлү. 16.7.3а-сүрөттө сырткы электр талаасы жок учурдагы *n–* жана *p–* аймактарындагы электрондордун абалынын энергетикалык диаграммалары зондук мыйзам боюнча, б.а. валенттик (ВТ), тыйылган (ТТ) жана өткөрүүчүлүк (θТ) тилкелери көрсөтүлгөн. Сырткы электр талаасы жок учурда, б.а. тең салмактуу абалда Ферми деңгелдери (Ферми энергиялары, E_F) баардык үч (*n–*, *p–* жана *n–*) аймактарда бирдей деңгээлде (бийиктикте) болушат (16.7.3а-сүрөт): $E_{F(n)} = E_{F(p)} = E_{F(n)}$. Ал эми потенциалдык (дармандык) тоскоол U_T га барабар. Жарым өткөргүч кристаллы (*n– p– n–*) аркылуу өткөн жыйынтыктоочу электр агыны (тогу) нөлгө барабар болот. Анткени, *n– p–* өткөөлдөгү электр талаанын чыңалышы $\vec{E}_{T1}$ оңго багытталган, ал эми *p– n–* өткөөлүндөгү электр талаанын чыңалышы $\vec{E}_{T2}$ солго багытталган жана алар бири-бирине барабар, дагы алар карама-каршы багытталышкан ($\vec{E}_{T1} = -\vec{E}_{T2}$).

Жогоруда (16.7.3а-сүрөттө) сырттан электр талаасы берилбеген учурдагы транзистордун (*n– p– n*) зондук (валенттик) тыйылган жана өткөрүүчүлүк тилкелери көрсөтүлдү. Эми (16.7.3б-сүрөттө) сырткы электр талаанын таасири астында транзистордун (n– p– n) зондук тилкелеринин өзгөрүшүн карайлы.

Сырткы электр талаанын таасири астында электрондордун тең салмактуу абалы өзгөрүүгө дуушар болот. Мейли бул транзистор (n– p– n) жалпы базалык (Б) схеме боюнча, 16.7.3б-сүрөттөгүдөй электр чынжырына туташтырылсын дейли. Бул схемада эмиттердик p– n– өткөөлгө аз өлчөмдөгү ($V_{ки}=V_э\approx0{,}1B$) электрдик чыңалуу өткөрүү багытында коюлган,б.а. эмиттер (Э) ток булагынын терс белгидеги уюлу ("–") менен туташтырылган. Бул учурда эмиттерге коюлган сырткы электр булагынын чыңалуусу ($V_{ки}=V_{кир\ уу}$), эмиттердик p– n– өткөөлдүн негизги электр заряддарынын (n– де электрондордун, p– да тешикчелердин) дармандык (потенциалдык) тосколун (U_T) $eV_{ки}=eV_э$ чоңдугуна азайтат.

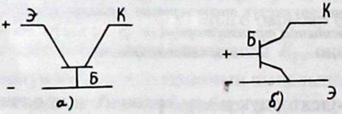


16.7.3а,б-сүрөт.

а) Сырттан электр талаасы берилбеген учурдагы транзистордун (n– p– n) зондук тыйылган жана өткөрүүчүлүк тилкелеринин жайгашуусу. б) Сырткы электр талаанын таасири астында транзистордун (n– p– n) зондук тилкелеринин өзгөргөндөн кийинки абалы.

Ал эми коллектордук p– n– өткөөлгө чоң өлчөмдөгү жана тескери (тыйуу) багытындагы электр чыңалуу ($V_{чы}=V_э\approx10B$) берилет. Мында коллектор (К) ток булагынын оң уюлу менен туташтырылган. Бул учурда $V_K=V_{коллектор}$ чыңалуусу, коллектордук p– n– өткөөлдүн негизги электрдик дүрмөт алып жүрүүчүлөрүнүн дармандык тоскоолдуктарын көбөйтүүгө жумшалат. Ошентип эмиттердик өткөөлдө дармандык тоскоолдун бийиктиги $eV_э$ ге төмөндөйт, ал эми коллектордук өткөөлдө eV_K га өсөт (*e*– элементардык дүрмөт, б.а. тешикченин жана электрондун дүрмөтү). Ушул айтылган өткөөлдөрдүн коллектордук (К) жана эмиттердик (Э) өткөрүүчүлүк тилкелериндеги өзгөрүүлөр 16.7.3б-сүрөтүндө ачык көрсөтүлгөн. Натыйжада эмиттердик *n*– аймактын негизги дүрмөттөрү (электрондор) *p*– аймакка таралышат. Бул жерде базага (Б) кирген электрондор андан ары коллектордук *p*–*n*– өткөөлүнө таралышат. Бул *p*– *n*– өткөөл эмиттердик *n*– аймактын электрондору үчүн тоскоолдук кыла албайт. Анткени 16.7.3б-сүрөттөн көрүнгөндөй ушул эмиттердик электрондор дармандык "дөңчөдөн" (тоскоолдон) оңой эле "кулап" түшүшөт. Ал эми коллектордук *n*– аймактын электрондору тоскоолдон *p*– аймакка жеңил өтө албайт. Бул учурда транзистор бир гана багытта электр тогун (агынын) өткөрө алат. Эгерде база (Б) жука болсо, эмиттердик ток ($I_э$) коллектордук токко (I_k) барабар ($I_э \approx I_k$) болот.

Эми 16.7.3б-сүрөттө көрсөтүлгөн электрдик схеманын эмиттердик жана коллектордук агындары (токтору) үчүн Омдун законун жазалы: $I_э = \frac{V_{ки}}{R_{ки}}$; $I_к = \frac{V_{чы}}{R_{чы}}$. Эгерде $R_{чы} \succ\succ R_{ки}$ жана $I_э \approx I_k$ эске алсак $\frac{V_{чы}}{V_{ки}} = \frac{R_{чы}}{R_{ки}} \succ\succ 1$ алынат. Ошентип $V_{чы} \succ\succ V_{ки}$ алынды. Бул барабарсыздыкты кубаттуулукка *P=IV* колдонуп $R_{чы} \succ\succ R_{ки}$ алынат. Натыйжада транзистор чыңалууну ($V_{чы}$) жана кубаттуулукту ($P_{чы}$) күчөтөт. Демек, базасы (Б) жалпы болгон схемада транзистор электр чыңалууну жана кубаттуулукту күчөтөт (16.7.4а-сүрөт). Ал эми эмиттери жалпы болгон схемада транзистор электр тогун дагы күчөтөт. (16.7.4б-сүрөт)



16.7.4 а,б-сүрөт

а) Базасы (Б) жалпы болгон схемада транзистор электр чыңалууну жана кубаттуулукту күчөтөт. б) Эмиттери (Э) жалпы болгон схемада транзистор электр тогун күчөтөт.

Ошентип эки типтеги жарым өткөргүчтүн (тиймеги) бирикмеси электр агындын (токтун) түзөткүчү болсо, 3 типтеги жарым өткөргүчтүн тиймеги (биримеси) электр агындын (токтун) күчөткүчү болот. Ал эми өздүк же кошулма жарым өткөргүчтүн электр өткөрүмдүүлүгүнүн температурадан көз карандылыгын эске алганда аларды *терморезистор* деп атап коюшат. Б.а.өздүк жана кошулма жарым өткөргүчтөр электр схемасына туташтырылганда өткөрүмдүүлүктүн каршылыгы температура өскөндө бир аз жогоруласа жарым өткөргүчтөгү каршылыгы азаят. Андыктан терморезисторлор өткөргүчтөрдүн каршылыгын көбөйүшүн жоюу үчүн туташтырылат жана *компенсаторлор* деп аталат. Эгерде түзөткүчтү (диодду) жарыктандырсак анын тиймектик (бирикмелик, контакттык) чыңалуусу өсөт жана *электр булагы* катарында колдонсо болот жана ал *фотодиод* деп аталат. Көп сандагы фотодиоддордун системасы *күн батареясы* деп аталат. Ошентип биз карап өткөн жарым өткөргүчтөрдөн жасалган приборлор көлөмү жагынан кичине, механикалык жагынан бышык жана көпкө иштей алышат. Мындай приборлор радиоаппараттарда, телеаппараттарда, компьютерлерде, космикалык аппараттарда жана башка турмуштук, техникалык жана илимий изилдөө апараттарында колдонулат.

XVII бап. АТОМ ӨЗӨГҮНҮН (ЯДРОСУНУН) ФИЗИКАСЫ

§ 17.1. Атом өзөгүнүн (ядросунун) түзүмү, дүрмөтү жана өлчөмү

Резерфорддун тажрыйбасынан атомдун өлчөмү $r_a \approx 10^{-10}\, м$, ал эми анын өзөгү (ядросу) – $r_\theta \approx 10^{-15}$ м экендиги белгилүү болгон.

Атом өзөгүнүн (ядросунун) радиусу элементтин массалык санынан (А) көз каранды жана төмөнкү сындама (формула) менен табылат: $r_\theta = r_o \cdot A^{\frac{1}{3}}$, мында r_θ– атом өзөгүнүн (ядросунун) радиусу, $r_o = 1,2 \div 1,4$ Ферми (Фм).

Бул жерде $1 Ферми = 1 Фм = 10 м^{-15}$ ядро өлчөмүнүн бирдиги катарында кабыл алынган узундук. *А–массалык сан* жана *бүтүн гана мааниге ээ*. Ал Менделеевдин таблицасынан элементтин массасын тегеректөө менен алынган сан. Ошентип, атом өзөгүнүн (ядросунун) радиусу анын массалык саны канчалык көп болгон сайын чоң болот. Атом өзөгү (ядросу) протондордон ∂_1^1 жана нейтрондордон n_0^1 турат. Протон оң дүрмөткө (зарядка) ээ жана сан жагынан электрондун дүрмөтүнө (зарядына) барабар, б.а.

$q_{прот} = e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл. Нейтрон дүрмөткө (зарядка) ээ эмес, б.а. анын дүрмөтү Q=0. Андыктан атом өзөгүнүн (ядросунун) дүрмөтү (заряды андагы) протондордун дүрмөттөрүнүн (заряддарынын) суммасына барабар, б.а. $Q_\theta = +Z \cdot e$ (17.1.1), мында Z– Менделеев системасындагы элементтин катар номери (саны). Атом өзөгүндөгү (ядросундагы) протондор саны Менделеев таблицасындагы элементтин катар санына (номерине) барабар. Ал эми атом өзөгүндөгү (ядросундагы) протон менен нейтрондордун жалпы саны элементтин массалык санына барабар. Анда өзөктөгү (ядродогу) нейтрондордун санын (N) төмөнкүчө таап алабыз: $N=A-Z$ (17.2.2).

Ошентип өзөктөгү (ядродогу) протондор менен нейтрондордун санын Менделеевдин таблицасынан эле билип алууга болот. *Нейтрон* менен *протон* өзөктү (ядрону) түзгөндүктөн аларды *өзөктүк (ядролук) бөлүкчөлөр* деп жалпыча атап коюшат жана *нуклондор* деп аталат. *Нуклон* деген сөз англис тилинде *өзөктүк (ядролук)* дегенди билдирет. Демек, *атом өзөгү (ядросу) нуклондордон* турат жана алар протон жана нейтрон түрүндө болушат.

§ 17.2. Өзөктүн (ядронун) магниттик учуру (моменти)

Атомдун энергетикалык жыйынын (спектрин) изилдегенде электрондун эки түрдүү спинге ээ болгондугунун негизинде *жыйындык (спектрдик) сызыктар кош сызыкка* ээ боло тургандыгын мурда карап өткөнбүз (§ 12.11). Кийин ажыратуу мүмкүндүгү чоң болгон спектроскоптор менен изилдегенде жогоруда айтылган кош сызыктын ар бири дагы кош сызыктан тураары аныкталган. Анын пайда болгон себебин атом өзөгү (ядросу) дагы спинге ээ боло тургандыгы менен түшүндүрүлгөн. Эгер өзөк (ядро) спинге ээ болсо ал сөзсүз магниттик учурга (моментке) да ээ болот. Тажрыйбадан төмөнкүдөй мааниге ээ болгон протондун ($\mu_{яр}$) жана нейтрондун ($\mu_{ян}$) магниттик учурлары (моменттери) табылган: $\mu_{яр}=2,79275 \cdot \mu_{\theta0}$; $\mu_{ян}=1,91314 \cdot \mu_{\theta0}$, мында $\mu_{\mu0}$– *өзөктүк (ядролук) магнетон* деп аталат жана төмөнкүдөй мааниге ээ: $\mu_{\theta 0} = 5,05038 \cdot 10^{-27}$ *Дж / Тл* .

Тажрыйбада алынган протондун жана нейтрондун ушул магниттик учурлары (моменттери) көп суроолорду пайда кылат. Биринчиден протон менен нейтрондун массалары бири-бирине өтө жакын болгондугуна карабай алардын магниттик учурлары (моменттери) бири-бирине жакын чыккан эмес. Экинчиден нейтрондун магниттик учуру (моменти) эмне үчүн терс мааниге ээ болгондугу түшүнүксүз болгон. Ушундай натыйжаларды изилдөө аркылуу протон менен нейтрон өзідөрү дагы кандайдыр бир түзүлүшкө ээ болот деп эсептешкен. Кийин тажрыйбадан булар бир канча катмардан тураары жана ар бири өзөкчөгө ээ болгондугу табылган. Демек, протон менен нейтрон элементардык бөлүкчө эмес экендиги табылган, б.а. алар дагы кичине (элементардык) бөлүкчөлөрдөн тураары белгилүү болгон.

§ 17.3. Өзөктүк (ядролук) күчтөр

Жогоруда (§ 17.1) атомдун өзөгү (ядросу) протондордон жана нейтрондордон түзүлөөрүн билдик. Протондор оң дүрмөткө (зарядка) ээ болуп, ал эми нейтрондордун дүрмөтү (заряды) жок. Протондор бири-биринен түртүлүшү керек эле. Ал эми нейтрондор өз ара аракетке келишпеси керек эле. Бирок буларга карабай алар бири-бирине тартылышып бир (бышык) өзөктү (ядрону) түзүшөт. Ошондуктан, өзөктөгү (ядродогу) нуклондордун (нейтрондордун жана протондордун) өз ара аракеттенүү күчү өзгөчө касиеттерге ээ. Алар төмөнкүлөр:

1. Өзөктүк (ядролук) күч тартылуу гана күч болуп саналат.

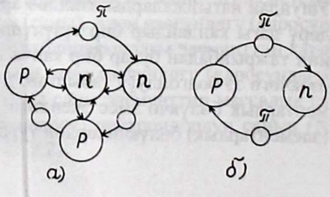
2. Өзөктүк (ядролук) күч нуклондордун дүрмөтүнөн (зарядынан) көз каранды эмес [протон протон менен, нейтрон нейтрон менен жана протон нейтрон менен бири-бирине тартылышат (p–p, p–n, n–n)].

3. Өзөктүк (ядролук) күч жакынкы аралыкта гана таасир этет, б.а. ядронун ичинде гана таасир этет. Андыктан өзөктүк күч жакындан таасир этүүчү күч деп аталат.

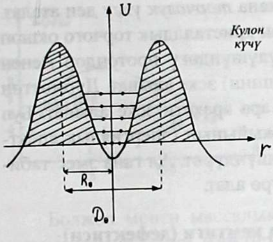
4. Ядролук (өзөктүк) күч каныгуу касиетине ээ, б.а. ар бир нуклон өзүнүн жанындагы нуклондор менен гана өз ара тартылышат. Ал эми алысыраак турган нуклондор менен өз ара аракетке келбейт десек болот.

5. Өзөктүк (ядролук) күчтөр бобордук эмес, б.а. бир чекитке багытталышпайт жана нуклондордун спиндеринен көз каранды.

Биринчи (п.1) жана экинчи (п.2) касиеттерин түшүндүрүү кыйын, ал эми үчүнчү (п.3) жана төртүнчү (п.4) касиеттерин япон окумуштуусу *Юкава* түшүндүргөн. Анын айтуусу боюнча өзөк (ядро) талаалык бөлүкчөлөрдөн турат. Ал бөлүкчө *π (пи) мезон же пион* деп аталат. Эки жанаша турган нуклон бири-бирине бир эле мезгилде пиондорду ыргытышат жана тосуп алышат (17.3.1а,б-сүрөт). Ал эми алысыраак турган нуклонго пион ыргытылбайт. Ошентип жакынкы гана аралыкта байланыш пайда болот жана каныгуу да ошону менен түшүндүрүлөт.



17.3.1-сүрөт. Ядронун (өзөктүн) талаалык бөлүкчөлөрдөн (π, пи) түзүлгөн модели.



17.3.2-сүрөт. Ядронун (өзөктүн) потенциалдык чуңкур түрүндөгү модели.

Эгерде өзөктүн (ядронун) энергиясынын аралыктан көз карандылыгын сүрөттө көрсөтсөк, анда дармандык (потенциалдык) чуңкур түрүндөгү сүрөттү алабыз (17.3.2-сүрөт). Ал эми нуклондор дармандык (потенциалдык) чуңкурдагы кудуреттик (энергиялык) деңгээлдерде экиден орун алышат. Өзөктүн (ядронун) энергетикалык жыйыны (спектри) сызыктуу түргө ээ болот.

§ 17.4. Өзөктүн үлгүлөрү (ядронун моделдери)

Өзөктүн үлгүсү (модели) такталып бүтө элек. Төмөнкүдөй үлгүлөр сунуш кылынган.

1. *Тамчы түрүндөгү үлгү* Френкель тарабынан сунушталган. Ал боюнча атомдун өзөгү (ядросу) оң дүрмөткө ээ болгон тамчы түрүндө көрсөтүлөт. Ал тамчы, суюктуктардын беттик тартылыш күчү сымалдуу касиетке ээ. Бул үлгү өзөктүн (ядронун) бөлүнүү касиетин жакшыраак түшүндүрөт, бирок өзөктүн (кудуретинин) сызыктуу жыйынын (спектрин) түшүндүрө албайт.

2. *Катмардык (оболочечная) үлгү*. Ушул үлгү боюнча өзөк (ядро) жалпы борбору жок катмарлардан турат жана өзөктүн кудуреттик (энергиялык) жыйынын (спектрин) жакшыраак түшүндүрө алат. Бирок, анын (α–, β–, γ–) бөлүнүү касиеттерин түшүндүрө албайт.

3. *Өзөктүн үчүнчү үлгүсү жалпыланган үлгү* деп аталып жогорку эки үлгүнү өз ичине камтыйт.

Ошентип, өзөктүн (ядронун) үлгүсү (алиге чейин) тактала элек. Ошондуктан өзөктүн баардык касиеттерин түшүндүрө алган жаңы өзөктүн үлгүсү профессор Асанбаева Д.А. тарабынан сунуш кылынды. Өзөктүн бул үлгүсү боюнча атом өзөгү (ядросу) протон жана нейтрондон түзүлгөн торчодон турат жана *торчолук үлгү* деп аталат. Бул үлгү оң жана терс иондордон турган кристаллдык торчого окшоп кетет. Мындай болгондо өзөктүн түзүлүшүндөгү протондор менен нейтрондордун магниттик учурлары (спини) эске алынат. Дүрмөттөн тышкары дагы магниттик учурдун өз ара аракети эске алынат. Бул үлгү өзөктүн бөлүнүшүн, кудуреттик жыйынын (энергиялык спектрин) жана каныгуу касиетин жакшы түшүндүрөт. Ал гана эмес табигый радиоактивдүүлүктү дагы түшүндүрө алат.

§ 17.5. Өзөктүн (ядронун) масса кемтиги (дефектиси) жана байланыш кудурети (энергиясы)

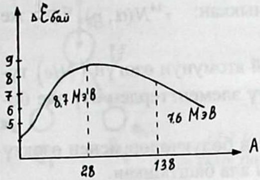
Өзөктүн (ядронун) массасынын төмөнкүдөй касиети белгилүү. Өзөктү түзгөн нуклондордун эркин (бош) турган абалындагы массаларынын суммасы алар өзөктү түзгөндөгү өзөктүн массасына караганда бир аз көбүрөөк болот, б.а. өзөк түзүлгөндө массанын кандайдыр бир бөлүгү кемип калат. Ошондуктан аны өзөк массасынын кемтиги (дефектиси) деп атап коюшкан. Массанын кемтиги төмөнкүчө аныкталат: $\Delta m = Z \cdot m_p + (A-Z) \cdot m_n - m_\theta$ (17.5.1).

Мында Z– протондордун саны; $(A–Z)$– нейтрондордун саны; m_p жана m_n– протондун жана нейтрондун массалары, m_θ– өзөктүн (ядронун) массасы.

Бул массанын кемтиги кайда кеткен деген суроого кийин окумуштуулар өзөктүн (ядронун) байланыш кудуретине (энергиясына) сарп кылынган деп табышкан. Андыктан ал байланыш кудуретине (энергиясына, $\Delta E_{бай}$) Эйнштейндин сындамасын (формуласын) колдонгондо төмөнкүчө жазылат: $\Delta E_{бай} = \Delta m \cdot c^2$ (17.5.2), мында c− жарык ылдамдыгы. Көбүнчө байланыш кудуретинин баардык элементтердин ар бир нуклонго тиешелүү болгон маанисин пайдаланат. Ал ядронун салыштырмалуу байланыш кудурети (энергиясы) деп аталат:

$$\Delta\varepsilon_{бай} = \Delta E_{бай} / A \qquad (17.5.3)$$

Өзөктөрдүн салыштырмалуу байланыш кудурети ($\Delta\varepsilon_{бай}$) баардык элементтер үчүн бирдей болбойт, жеңил элементтер үчүн ал кичине болот жана элементтердин атомдорунун өзөктөрү көбөйгөн сайын чоңойуп отуруп Менделеевдин таблицасынын ортосунан орун алган элементтер үчүн 7,6 МэВ ко ээ болот, анан кайра чоң массалуу өзөктөр үчүн төмөндөп калат (17.5.1-сүрөт).



17.5.1-сүрөт. Ядролордун (өзөктөрдүн) салыштырмалуу байланыш кудуретинин (энергиясынын) массалык сандан болгон көз карандылыгы.

Болжол менен массалык саны 28ден 138ге чейинки элементтердин атомдорунун өзөктөрү туруктуу чоңдука кемишет, анткени салыштырмалуу байланыш кудурети чоң. Ал эми калган элементтер үчүн туруксуз болушат жана бөлүүгө жеңилирээк болот, анткени алардын салыштырмалуу байланыш кудурети азыраак.

§ 17.6. Өзөктүк (ядролук) реакциялар (өзгөрүштөр)

Атомдун өзөгүн майда элементардык бөлүкчөлөр же жеңил өзөктөр менен урдурганда ал өзөк башка өзөккө айланат жана жаңы бөлүкчө пайда болот. Мындай бир өзөктүн 2ге айланышы *өзөктүк реакция* деп аталат. Ал өзөктүк реакцияны төмөнкүдөй түрдө жазышат:

$$X + a \rightarrow Y + в \qquad (1)$$

$$же \quad X(a, в)Y. \qquad (2)$$

Мында X жана Y– баштапкы (реакцияга чейинки) жана акыркы (реакциядан кийинки) өзөктөр.

1936 ж. Н. Борн бир өзөктү элементардык бөлүкчө менен урдурганда аз убакыт болсо дагы ал бөлүкчө өзөктө кармалып турарын болжолдогон. Бул өзөктү *куралма–өзөк же компаунд–өзөк* деп аташкан. Ал төмөнкүчө жазылат: $X + a \rightarrow П \rightarrow Y + в$ (17.6.1), мында П– компаунд же куралма өзөк. Өзөктүк реакция $t_0 = 10^{-14} \div 10^{-12}\, с$ жашай алат, эгерде өзөктүк реакция компаунд – өзөк пайда болбой өтсө, анда мындай реакция $10^{-22} с$ убакытты гана талап кылат. Ошентип компаунд-өзөк пайда болгондогу реакция $\left(\dfrac{10^{-14} с}{10^{-22} с} = 10^{8}\right)$ 10^8 эсе жай өтөт, б.а. $10^8 \div 10^7$ эсе көп убакыт жашай алат.

1919 ж. Резерфорд биринчи жолу өзөктүк реакцияны тажрыйбада алган. Азотту $а$– бөлүкчө менен урдуруп кычкылтекти алган жана протон бөлүнүп чыккан: ${}_{7}{}^{14}N(\alpha,p){}_{8}{}^{17}O$ же (${}_{7}{}^{14}N+{}^{4}{}_{2}He\rightarrow {}_{9}^{18}F\rightarrow {}_{1}{}^{1}p+{}_{8}{}^{17}O$).

Бул реакцияларда α бөлүкчөсү гелий атомунун өзөгүн $\left({}_{2}^{4}He\right)$ түзөт. Ал $\left(\alpha={}_{2}^{4}He\right)$ табигый радиоактивдүү элементтерден өзү эле бөлүнүп чыга турган бөлүкчө.

Ал эми кийин атайын ылдамдатылган бөлүкчөлөр менен өзөктү урдуруп *жасалма өзөктүк реакцияларды* ала башташкан.

Мисалы: ${}_{3}^{7}Li(p,\alpha)\,{}_{2}^{4}He$ же ${}_{3}^{7}Li+{}_{1}^{1}p\rightarrow {}_{2}^{4}He+{}_{2}^{4}He$, мында литий ылдамданган протон менен урдурулуп гелийдин өзөгү жана α бөлүкчөсү пайда болгон.

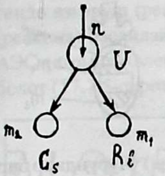
1932 ж. Кокрофт Уолтон төмөнкүдөй жаңы өзөктүк реакцияны алган: ${}_{7}{}^{14}N(n,p){}_{6}{}^{14}C$ *же* ${}_{7}^{14}N+{}_{0}^{1}n\rightarrow {}_{6}^{14}C+{}_{1}^{1}P$; (${}_{6}{}^{14}C\rightarrow T_{1/2}=5730$*ж*).

1932 ж. Чадвик төмөнкү реакция аркылуу буга чейин белгисиз болгон жаңы бөлүкчөнү ачкан. Ал *нейтрон* $\left({}_{0}^{1}n\right)$ деп аталган дүрмөтү жок бөлүкчө: ${}_{4}^{9}Be+{}_{2}^{4}\alpha\rightarrow {}_{6}{}^{12}C+{}_{0}^{1}n$. Нейтрон ачылгандан кийин гана атомдун өзөгү протон менен нейтрондон тураары аныкталган. Ага чейин өзөк бүт көлөмүндө бирдей таркалган терс дүрмөтү бар электрондор жайланышат деп эсептеп келишкен. Атомдун өзөгүнүн мындай үлгүсү *Томсондун өзөк үчүн үлгүсү* деп аталчу. Мындай үлгүнүн туура эмес экендигин Резерфорддун тажрыйбасы аныктап чыккан.

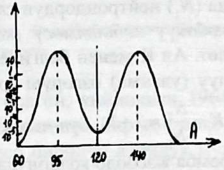
§ 17.7. Атом өзөгүнүн (ядросунун) бөлүнүшү. Чынжырлуу өзгөрүш (реакция). Нейтрондун улам көбөйүү көбөйтмөсү (коэффициент размножения)

Кээ бир атомдун өзөгүн нейтрон менен урдурганда ал өзөк 2 жаңы өзөккө бөлүнүп жана дагы 2-3 нейтрон пайда болгон. Мындай өзөктүк бөлүнүүнү

1938-ж.О.Ган. жана Ф.Штрассман (немец ок.) жана О.Р.Фриш анг.ок.), Л. Мейтнер (австрия ок.) биринчилерден болуп алышкан. Мисалы Уранды $\left({}_{92}^{235}U\right)$ нейтрон $\left({}_{0}^{1}n\right)$ менен урдурганда цезий $\left({}_{55}^{140}Cs\right)$ менен Рубидий $\left({}_{37}^{94}R\text{в}\right)$ пайда болуп жана 2 нейтрон учуп чыккан, б.а.: ${}_{92}^{235}U+{}_{0}^{1}n\rightarrow {}_{55}^{140}Cs+{}_{37}^{94}Rb+2\,{}_{0}^{1}n$. Мында 1 өзөктүн экиге бөлүнүшү *өзөктүк өзгөрүш (ядролук реакция)* деп аталат (17.7.1-сүрөт).



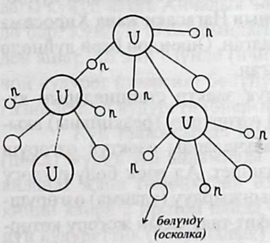
17.7.1-сүрөт. Нейтрон менен урдурганда уран ядросунун экиге (цезийге жана рубидийге) бөлүнүшү.



17.7.2-сүрөт. Өзөктүк (ядролук) бөлүнүүдө пайда болгон жаңы эки өзөктүн (ядронун) массалык сандарынын катышы $(m_1 : m_2 = 2:3)$.

Өзөктүк бөлүнүү реакциясы (өзгөрүшү) жүргөндө жаңы пайда болгон өзөктөрдүн массаларынын катышы болжол менен 2:3 барабар болот, б.а. 1 өзөк экиге тең бөлүнбөйт: m_1: m_2 =2:3. Мында m_1 жана m_2 уран өзөгү 2ге бөлүнгөндө пайда болгон өзөктөрдүн массалары. Төмөнкү 17.7.2-сүрөттө өзөктүк бөлүнүүдө пайда болгон жаңы эки өзөктүн массалык сандарынын жайгашы көрсөтүлгөн. Мисалы рубидий урандын өзөгүнүн 2 бөлүгүн түзсө, сезий анын үч бөлүгүн түзөт.

Эгерде урандан турган заттын массасы критикалык массадан чоң болсо ($m \succ m_{кр}$) чынжырлуу (уланма) өзгөрүш (цепная реакция) келип чыгат, б.а. бир урандын өзөгү экиге бөлүнгөндө пайда болгон 2 же 3 нейтрондун ар бири башка урандын атомунун өзөгүнө келип тийип аларды 2ге бөлөт жана андан пайда болгон нейтрондор кийинкилерин дагы 2ге бөлүп жүрүп отурушат (17.7.3-сүрөт). Ошентип, *жарылуу* пайда болот. Ал жарылууну башкарууга мүмкүн эмес.



17.7.3-сүрөт. Массасы критикалык массадан чоң болгон уран затындагы ядролук чынжырлуу (уланма) реакциянын схемасы.

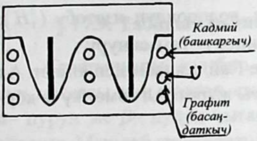
17.7.4-сүрөт. Атомдук бомбанын схемасы.

Мындай чынжырлуу (уланма) өзгөрүш (реакция) учурунда ар бир кийинки бөлүнүү учурунда (N_2) андан мурунку бөлүнүүгө караганда (N_1) нейтрондордун саны көбөйүп отурат жана ал нейтрондордун *көбөйүү көбөйтмөсү (коэфициент−размножения)* менен мүнөздөлөт. Ал К менен белгиленип 1ден чоң болгон учурда гана чынжырлуу (уланма) өзгөрүш (реакция) жүрөт, б.а. 2÷3 кө барабар болот: $K = \frac{N_2}{N_1} \approx 2 \div 3$. Бул чынжырлуу (уланма) өзгөрүш (реакция) атомдук бомба жасоодо колдонулат. Бомбанын ичиндеги масса (уран затынын массасы) критикалык массадан чоң болуп көбөйүү көбөйтмөсү 1ден чоң болгон учурда жарылуу пайда болот. Атом бомбасынын корпусунун ичинде уран заты 2 бөлүктөн турат. Ар бир бөлүктүн массасы критикалык массадан аз болот: $m_1 \prec m_{кр}$, $m_2 \prec m_{кр}$, $m_1 + m_2 \succ m_{кр}$.

Үстү жагында ок дары салынат. Ал бомба жерге урулганда өзүнөн өзү күйүп урандын бир бөлүгүн (m_1) экинчисине (m_2) бириктирет. Ошол замат уран затынын жалпы массасы (m_1+m_2) критикалык массадан жогору боло түшөт $(m_{кр} \prec m_1 + m_2)$ жана жарылуу пайда болот (17.7.4-сүрөт).

1942 ж. Чикагодо (Америка) Ферми атом бомбасын жасоону жетекке алса, кийин 1946ж. Москвада (Россия) Курчатовдун жетекчилиги астында атом бомбасы жасалган. Мындай атом бомбалары дүйнөдө 1-болуп 2-дүйнөлүк согушта Япониянын Нагасаки жана Хиросима шаарларында Америка тарабынан ташталган. Ошондон бери дүйнөдө атом бомбасын колдонууга тыюу салынган.

Өзөктүк өзгөрүш (реакция) атомдук электр станцияларын курууда колдонулат. Чынжырлуу (уланма) өзгөрүштү (реакцияны) акырындатуу үчүн графиттен жасалган таякчаларды өзөктүк өзгөрүш (реакция) болуп жаткан аймакка киргизишет. Ал өзөк бөлүнүүдөгү пайда болгон нейтронду жутуп алат да чынжырлуу (уланма) өзгөрүштүн (реакциянын) күчүн азайтат. Ал графит таякчасын жогору көтөргөндө өзгөрүш (реакция) күчөйт, ал эми төмөн түшүргөндө өзгөрүш (реакция) басаңдайт. Ошентип өзөктүк башкаруу жүргүзүү аркылуу АЭС (атомдук электр станциянын) кубаттуулугун өзгөртүп турууга болот (17.7.5-сүрөт).



17.7.5-сүрөт. Атомдук электростанциянын башкаруу схемасы.

Биринчи АЭСтер 1954 ж. 5 миң кВт болгон, кийинкиси 1964 ж.100 миң кВт болгон, ал эми азыр болсо дүйнөнүн бир топ өлкөлөрүндө АЭСтер иштеп жатат. 1959 ж. болсо биринчи атомдук муз жаргычты (ледоколду) СССРда ишке киргизген. Ал түндүк муз океанында кемелерге жол салып берип турган.

§ 17.8. Өзөктүк биригүү (синтез). Термоөзөктүк (термоядролук) өзгөрүштүн (реакциянын) көйгөйлөрү (проблемалары)

Эгерде протонго же жеңил өзөктөргө (ядролорго) чоң кудурет (энергия) берилсе, анда эки өзөк бир өзөккө биригиши мүмкүн. Мындай өзгөрүштү *(реакцияны) өзөктүк биригүү (синтез ядра)* деп аташат. Бирок, өзөктөрдүн биригиши үчүн өтө эле чоң кудурет талап кылынат. Ал үчүн өтө жогорку температураны алуу керек. Андай температураны жер үстүндө алуу мүмкүн эмес, анткени өтө катуу нерседагы күйүп кетет. Анчалык чоң температура жылдыздарда жана Күндө бар. Күндүн таажысындагы (корона) температура 6 миң Кельвинден ашат. Ал эми өзүндө (ичинде) андан да чоң. Өзөктөр бириккенде чоң кудурет (энергия) бөлүнүп чыгат. Өзөктөрдүн биригүүсүнүн негизинде Күн кудурети (энергиясы) Жерге жиберилет.

Күн таажысында төмөндөгүдөй өзөктүк биригүү айлампасы (цикл) жүрөт. Ал айлампада протон менен протон биригип гелийге айланат жана төмөнкүдөй өзөктүк өзгөрүштөрдөн (реакциялардан) кийин кайра 2 протон пайда болуп калат. Гелий биринчи жолу Күндүн кудуреттик (энергиялык) жыйынынан (спектринен) табылган химиялык элемент. Ошон үчүн аны (гелиос–күн) *күндүк элемент* деп атап коюшкан. Төмөндө күндүн таажысында өтүүчү өзөктүк биригүү айлампасын келтирели:

$$ {}_1^1p + {}_1^1p \rightarrow {}_1^2d + {}_1^0e + {}_0^0\nu \qquad {}_1^2d + {}_1^1p \rightarrow {}_2^3He + \gamma \qquad {}_2^3He + {}_2^3He \rightarrow {}_2^4He + {}_1^1p + {}_1^1p. $$

Мында ${}_1^1p$ – протон; ${}_1^2d$ – дейтрон, водороддун изотобу (${}_1^2H$); ${}_1^0e$ – позитрон (антиэлектрон); ${}_0^0\nu$ – нейтрино; γ– гамма нуру.

Жогоруда көрсөтүлгөн айлампа Бете Г.айлампасы деп аталат. Ал эми Күндүн өзүндө *көмүр азот айлампасы* жүрөт. Ал төмөнкүчө көрсөтүлөт:

$$ {}_6^{12}C + {}_1^1p \rightarrow {}_7^{13}N + \gamma \qquad {}_7^{14}N + {}_1^1p \rightarrow {}_8^{15}O + \gamma $$

$$ {}_7^{13}N \rightarrow {}_6^{13}C + {}_1^0e + {}_0^0\nu \qquad {}_8^{15}O \rightarrow {}_7^{15}N + {}_1^0e + {}_0^0\nu $$

$$ {}_6^{13}C + {}_1^1p \rightarrow {}_7^{14}N + \gamma \qquad {}_7^{15}N + {}_1^1p \rightarrow {}_6^{12}C + {}_2^4He. $$

Бул өзгөрүштө (реакцияда) көмүртек (C), азот (N) жана кычкылтектин (O) өзөктөрүнүн (ядролорунун) бири-бирине айланышы көрсөтүлгөн. Өзгөрүштөрдүн (реакциялардын) башталышындагы көмүртек менен азоттун өзөктөрү (ядролору) айлампанын (циклдин) аягында кайра пайда болушат. Ошентип айлампа (цикл) кайра-кайра кайталанып турат жана бул биригүүлөрдө (синтезде) нейтрино (${}_0^0\nu$) жана гамма (γ) нурлары бөлүнүп чыгат. Нейтринонун $\left({}_0^0\nu\right)$ дүрмөтү жана массасы жокко эсе болгондуктан баардык нерселер аркылуу өтүп кете берет.

Көпкө дейре өзөктүк биригүүнү (ядролук синтезди) жер үстүндө ашыруу мүмкүн эмес деп келишсе, 20 кылымдын экинчи жарымында СССР тажрыйбаканада өтө кыска убакытта жана өтө кичине көлөмдө болсо дагы өзөктүк биригүүнү (ядролук синтезди) ишке ашырышкан. Ал Токамак –10 деген установкада алынган. Бул өзөктүк биригүү тороид түрүндөгү катушканын ичинде магнит талаасынын таасири менен ичке жип сыяктуу өтө жогорку температурадагы плазмада өтө аз убакытта гана эле пайда болгон. Ал плазма магнит талаасынын таасири менен ортодо кармалып катушкага тийбей турган жана ал жерде протон менен протон биригип, гелийдин изотобу пайда болот жана көп энергия чыгарат. Мындай установканы жасоо өтө кымбатка турат. Мурунку социалисттик системанын баардык өлкөлөрү биригип Токамак-25 деген установканы жасоону пландашкан болучу, бирок кийин бул социалисттик система таркап кетип долбоор ишке ашпай калды. Эгерде андай установкалар иштелип калса энергетика көйгөйү чечилмек, анткени жер бетинде суу тектин (водороддун) атомдору океанда жетишерлик санда бар.

§ 17.9. Табигый радиокативдүүлүк. α-, β-, γ- нурлары

Жаратылышта кээ бир атомдун өзөгү (ядросу), көбүнчө атомдук массасы чоң болгон атомдук өзөктөр (ядролор) өзүнөн-өзү же α– нурун же β– нурун чыгарып башка атомдун өзөгүнө (ядросуна) айланат. Мындай кубулушту *табигый радиоактивдүүлүк* деп аташат. Бул кубулушту 1896 ж. А. Беккерель (1852–1908) ачкан. Аны улантып П.Кюри, М.Кюри жана Ж.Кюри табигый радиоактивдүүлүктү изилдишкен. Бир атомдун өзөгү экинчи бир атомдун өзөгүнө айланышы статистикалык мыйзамга баш ийет. Бул мыйзам төмөнкүчө жазылат: $N = N_0 \cdot e^{-\lambda t}$ (17.9.1), мында N_0– баштапкы, б.а. t=0 кезиндеги атомдук өзөктүн саны; N–t убакыты өткөндөн кийин бөлүнбөй калган атомдун өзөгүнүн саны; t– убакыт; λ– *бөлүнүү турактуусу* жана ал жарым бөлүнүү мезгили менен төмөнкүдөй туюнтулат: $\lambda = \dfrac{\ell n2}{T_{1/2}}$ (17.9.2), мында $T_{1/2}$– жарым бөлүнүү мезгили. Ал $T_{1/2}$ алгачкы атомдордун ядролорунун санынын теңи бөлүнүп бүткөнчө кеткен убакытты билдирет. Ар бир радиоактивдүү элемент өзүнүн бөлүнүү турактуусуна (λ) жана жарым бөлүнүү мезгилине ээ болот. Жарым бөлүнүү мезгили секунданын үлүшүнөн баштап 10^{31} жылга чейинки убакыт аралыкта жатат.

Радиоактивдүүлүк мыйзамы (17.9.1) археологиялык казуулардан табылган жаныбар же өсүмдүктөрдүн жашын аныктоо үчүн колдонулат. Анткени жаныбар же өсүмдүк тирүү кезинде эле алардын денелеринде белгилүү санда радиоактивдүү углерод ($^{14}_{6}C$) болот. Муну ($^{14}_{6}C$) тамак ичкенде же чөптү жегенде кабыл алышат. Адам же өсүмдүк өлгөндө радиоактивдүүлүк мыйзамына ылайык анын саны азайып жүрүп отурат. Ошол бөлүнбөй калган көмүртектин атом өзөктөрүнүн санын эсептөө менен (17.9.1) деги убакытты (t) таап алышат да ал жаныбардын же өсүмдүктөрдүн качан өлгөнүн эсептеп чыгарышат.

Ар бир радиоактивдүү зат *активдүүлүгү* менен мүнөздөлөт. Активдүүлүк А тамгасы менен белгиленет жана төмөнкүдөй аныкталат: $A = \dfrac{dN}{dt} = \lambda \cdot N_0$ (17.9.3.).

Демек активдүүлүк (A) баштапкы атомдордун өзөктөрүнүн санынан (N) көз каранды. Баштапкы атомдордун өзөктөрүнүн саны канча көп болсо активдүүлүк ошончо чоң болот. Активдүүлүк СИ системасында $1\frac{болунуу}{c}=\frac{бол}{c}$ менен белгиленет. Бул бирдикти *Беккерель* (1Бк) деп атап коюшкан. Ал эми практикада Кюри менен өлчөнөт: $1Ku = 3,7 \cdot 10^{10}\,Бк$.

Жаратылышта 3 табигый радиоактивдүү үй-бүлөөлүк (семейство) ачылган: Алар: ${}^{238}_{92}U$; ${}^{227}_{89}Ac\,(актиний)$; ${}^{232}_{90}Th\,(торий)$. Ал эми жасалма радиоактивдүү үй-бүлөөлүк нептунийде ${}^{237}_{93}Np$ алынган. Булардын үй-бүлөөлүк деп аталышынын себеби, ар биринин өзөгү (ядросу) α–. β–, γ– нурларын чыгарып улам башка өзөккө (ядрого) айланып отуруп көп жолку бөлүнүүлөрдөн кийин коргошундун атомунун өзөгүнө (ядросуна) айланып токтошот. Мындан ары атом өзөгүнүн (ядросунун) α–. β–, γ– нурларын чыгаруусун карап өтөбүз.

§ 17.10. *α*– бөлүнүү

Кээ бир атомдун өзөгү (ядросу) өзүнөн-өзү α– бөлүкчөсүн чыгарып башка атомдун өзөгүнө (ядросуна) айланып калат. Ал төмөнкүдөй өзгөрүш (реакция) менен өтөт жана *жылышуу эрежеси* деп аталат: ${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + {}^{4}_{2}He$, мында ${}^{A}_{Z}X$ *– бөлүнүүчү же энелик өзөктүн (ядронун)* химия белгиси деп аталат, мында Z– Менделеевдин таблицасындагы элементтин катар номери, A– элементтин массалык саны, ${}^{A-4}_{Z-2}Y$ –жаңы пайда болгон элементтин атомунун өзөгү (ядросу) *(балалык өзөгү).* Анын катар номери экиге артка жылат, ал эми массалык саны төрткө азаят, ${}^{4}_{2}He$– гелий атомунун өзөгү, б.а. α– бөлүкчөсү. Демек α– бөлүкчө 2 проттон жана 2 нейтрондон турат жана андагы 2 бөлүкчө (протон) оң дүрмөткө ээ. Ушул жылышуу эрежеге мисал келтирели. Уран атомунун өзөгү (ядросу) (${}^{238}_{92}U$) өзүнөн α– бөлүкчөсүн (${}^{4}_{2}He$) чыгарып торийге (${}^{234}_{90}Th$) айланат, б.а. төмөнкү өзөктүк өзгөрүш (ядролук реакция) ишке ашат: ${}^{238}_{92}U \rightarrow {}^{234}_{90}Th + {}^{4}_{2}He$, α– бөлүкчөсү учуп чыкканда энергиясы болжол менен 8,8 МэВ чейин жетет. Ал абада молекулаларды иондоштурат жана 7−8 см басып өтүп энергиясын түгөтөт да, кайра 2 электронду өзүнө кошуп алып гелийдин атомуна айланып кетет. Ошентип α– бөлүкчөсү ар бир өткөн жолунда 10^5 жуп иондорду пайда кылат. α– бөлүкчөлөрүнөн кагаз баракчасы менен эле же кийим кийип алуу менен коргонууга болот. Анткени ал чоң бөлүкчө, бирок эгерде адамдын денесиндеги былжырлуу чел кабыкка (мурунга же тамакка) кирсе кудурети (энергиясы) жогору болгондуктан денеде чоң жарааттарды пайда кылат. Ал эми эгерде адам α– бөлүкчөсүн чыгаруучу элементи бар затты жеп алса анда ушундай ооруларга дуушар болот. Андыктан ал өтө коркунучтуу болуп эсептелет. Аз жолду өткөнүнө карабай өтө талкалоочу күчкө ээ. α– бөлүкчөнүн бөлүнүү убактысы ар кайсы элементтер үчүн ар түрдүү болот. Мисалы полоний ($^{212}_{81}P_0$) үчүн $3\cdot10^{-7}c$ болсо, башка элементтер үчүн $5\cdot10^{15}$ жылга чейин жетет.

§ 17.11. Бета – бөлүнүү

Кээ бир атомдун өзөктөрү (ядросу) β– бөлүнүүгө дуушар болушат, б.а. бир атомдун өзөгү (ядросу) өзүнөн β– бөлүкчөсүн чыгарып башка атомдун өзөгүнө айланат. β– бөлүнүү 3 түрдө жүрөт:

1) *β^-– бөлүнүү;* 2) *β^+– бөлүнүү;* 3) электрондук тартып алуу же *К– тартып алуу*. Булардын ар бирин карап өтөлү.

β^-– бөлүнүү. Мында атомдун өзөгү (ядросу) электронду бөлүп чыгарып башка атомдун өзөгүнө (ядросуна) айланат. Анын жылышуу эрежеси төмөнкүчө жазылат: $^A_ZX \rightarrow {}^A_{Z+1}Y + {}^0_{-1}e + {}^0_0\tilde{\nu}_e$ (17.11.1), мында ^A_ZX – энелик өзөк (ядро); $^A_{Z+1}Y$ – балалык өзөгү (ядро), анын Менделеев таблицасында катар номери бирге көбөйөт, ал эми массалык саны өзгөрбөйт; $^0_{-1}e$ – электрон, бул β– бөлүкчөсү болуп саналат, б.а. β– бөлүүдө өзөктөн (ядродон) электрон $\left({}^0_{-1}e\right)$ жана – антинейтрино $\left({}^0_0\tilde{\nu}_e\right)$ учуп чыгышат. Анын дүрмөтү жана массасы жок болгондуктан ар кандай нерсе аркылуу оңой эле өтүп кете берет.

β^+– бөлүнүү. Бул учурда *атом өзөгүнөн (ядросунан)* дүрмөтү оң болгон электрон, б.а. позитрон же антиэлектрон жана нейтрино учуп чыгышат. Бул учурдагы жылышуу эрежеси төмөнкүчө жазылат: $^A_ZX \rightarrow {}^A_{Z-1}Y + {}^0_{+1}e + {}^0_0\tilde{e}_e$ (17.11.2), мында балалык өзөгү (ядро) $^A_{Z-1}Y$ үчүн Менделеев таблицасындагы катар номери бирге азаят, ал эми

массалык саны (А) өзгөрбөйт. ${}_{+1}^{0}e-$ позитрон же антиэлектрон; ${}_{0}^{0}\tilde{\nu}_e$ – электрондук антинейтрино. Нейтринонун дүрмөтү жана массасы жок болгондуктан эч бир нерсе аны кармай албайт, жада калса жер планетасынан Күн системасынан, ал тургай биздин галактикадан түз өтүп кете берет.

К– тартып алуу. Бул учурда атомдун өзөгү (ядросу) эң жакын орбитада жүргөн, б.а. К-катмарында жүргөн атомдун электронун өзүнө тартып алат да башка өзөккө (ядрого) айланат. Анын жылышуу эрежеси төмөнкүдөй жазылат: ${}_{Z}^{A}X+{}_{-1}^{0}e\rightarrow{}_{Z-1}^{A}Y+{}_{0}^{0}\tilde{\nu}_e$ (17.11.3), мында балалык өзөк (ядро) $\left({}_{Z-1}^{A}Y\right)$ пайда болот жана антинейтрино $\left({}_{0}^{0}\tilde{\nu}\right)$ учуп чыгат.

Бул 3 өзөктүк (ядролук) өзгөрүштөрдө (реакцияларда) нейтринолордун пайда болоору жана $\beta-$ бөлүнүүдөгү кудуреттик жыйын (энергиялык спектр) бир чекиттен башталып туташ мүнөзгө ээ болот. Ушул туташ кудуреттик жыйындын (энергиялык спектрдин) пайда болушу электрондон (же позитрондон) тышкары нейтринонун (же антинейтринонун) учуп чыгышы менен байланыштырат. Натыйжада электрон ар кандай чоңдуктагы кудуретке (энергияга) ээ болуп калат. Дагы бир чоң суроо туулган: эмне үчүн атомдун өзөгү (ядросу) протон менен нейтрондон гана турса, анда кандайча $\beta-$ бөлүнүү учурунда атомдун өзөгүнөн (ядросунан) электрон же позитрон учуп чыгат? Алар кантип пайда болот? Бул суроолорго кийин төмөнкүдөй жооптор табылган.

1. β^- – бөлүнүү учурунда атом өзөгүндөгү (ядросундагы) протон $\left({}_{1}^{1}p\right)$ нейтронго $\left({}_{0}^{1}n\right)$ жана электронго $\left({}_{-1}^{0}e\right)$ ажырайт деп түшүндүрүшкөн, б.а. ${}_{1}^{1}p\rightarrow{}_{0}^{1}n+{}_{-1}^{0}e+{}_{0}^{0}\tilde{\nu}_e$ (17.11.4).

Бул учурда пайда болгон нейтрон $\left({}_{0}^{1}n\right)$ өзөктө (ядродо) кала берет, ал эми электрон менен антинейтрино учуп чыгышат.

2. β^+ – бөлүнүүдө нейтрон $\left({}_{0}^{1}n\right)$ протонго $\left({}_{1}^{1}p\right)$ жана позитронго ${}_{+1}^{0}e-$ айланат да протон жаңы өзөктө (ядродо) кала берет, ал эми позитрон жана нейтрино учуп чыгышат, б.а. ${}_{0}^{1}n\rightarrow{}_{1}^{1}p+{}_{1}^{0}e+{}_{0}^{0}\tilde{\nu}_e$ (17.11.5).

3. К– тартып алууда атом өзөгүндөгү (ядросундагы) бир протон (К– катмарынан бир электронду жутуп) нейтронго айланып өзөктүн ичинде калат, ал эми антинейтрино учуп чыгат ${}_{1}^{1}p+{}_{-1}^{0}e\rightarrow{}_{0}^{1}n+{}_{0}^{0}\tilde{\nu}_e$ (17.11.6).

Бул β– бөлүнүүлөрдүн баардык түрлөрүндө электрон же позитрон бөлүнүп чыкканда ондогон сантиметрге, ондогон метрге чейинки аралыкты өтөт. Ар бир сантиметр аралыкты өткөндө 50 дөн 250 жупка чейинки иондорду түзө алат. α– бөлүүнүгө салыштырганда β– бөлүнүү ар бир сантиметр аралыкты өткөндө бир канча жүз көп эседеги иондорду пайда кылат, бирок α– бөлүкчөсүнө караганда β– бөлүкчөлөрү азыраак талкалоо касиетине ээ болгону менен көп заттан өтүп кете алат. β– бөлүнүү өзгөрүшү (реакциясы) $10^{-7}c$ баштап 10^{31} жылга чейин улантыла берет.

§ 17.12. γ– бөлүнүү

γ– бөлүнүү өзгөрүшү (реакциясы) α– жана β– бөлүнүүдөн кийин пайда болгон балалык өзөктө (ядродо) пайда болот. Жаңы пайда болгон балалык өзөк (ядро) дүүлүккөн абалда болот, б.а ашыкча кудуретке (энергияга) ээ. Бул дүүлүккөн балалык өзөк (ядро) ашыкча кудуреттин энергиясын гамма–бөлүкчөсү катарында чыгарып, кадимки (нормалдык) абалына келет. γ– *бөлүкчөсү өтө кыска толкундуу электромагниттик толкун болуп эсептелет.* Кванттык назарият (теория) менен караганда γ– бөлүнүү фотондорунун агымынан турат. γ– нуру баардык заттар аркылуу өтүп кете алат жана андан коргонуу өтө кыйындыкка турат. α– жана β– бөлүнүү, γ– бөлүнүү менен дайыма коштолгондуктан ар кандай табигый радиоактивдүү элементтерден сактанууда коргошундан жасалган калыңдыгы 10 см жакын болгон туюк үкөктөрдө сакталат жана ташылат. Анткени γ– нуру калың коргошун аркылуу өтөт, бирок анын кудурети (энергиясы) абдан азайып калат. γ– нуру жогоруда айтылгандай баардык нерселерден өтүп кетүү касиетине ээ болгондуктан андан сактануу кыйын. Андыктан радиоактивдүү зат болгон уранды байытуудан калган калдыктары калың темир бетондон жасалган чоң туюк идишке салып, эл жашаган жерден алыс турган аймакта белгилүү терендикте көмүү керек. Кыргызстанда Кара-Балта шаарларындагы тоо-кен комбинатында уранды байытуучу. Анын калдыктары көмүлгөн жайлар бар. Аларды коопсуздандыруу маселеси бүткүл дүйнөлүк уюмдар тарабынан каралып жатат. Азырынча оор абалда турат. Кыргызстанда 60 ка жакын уран кени жана уран калдыктары сакталган жайлар бар. Булардын жарымы Майлуу суу шаарынын тегерегинде жайгашкан.

§ 17.13. Радиоактивдүүлүк чондуктары жана анын бирдиктери

Радиоактивдүү бөлүнүүдө пайда болгон α–, β– бөлүкчөлөрү жана γ– нуру заттарды иондойт. Радиоактивдүүлүк кубулуш төмөнкү чоңдуктар менен мүнөздөлөт жана бул чоңдуктар тиешелүү бирдиктерге ээ.

1. Энергиясы (кудурети) Е=1Дж.

2. Кубаттуулугу (агымы) $P = \dfrac{E}{t}[\text{Вт}]$.

3. Ургаалдуулугу (интенсивдүүлүгү) $I = \dfrac{P}{S} = \dfrac{E}{S \cdot t}\left[\dfrac{\text{Вт}}{\text{м}^2}\right]$.

4. Жутулган өлчөмү (доза) $D = \dfrac{E}{m}[\text{Гр}]$ [Л. Грей анг. (1905). $1\textit{рад}=10^{-2}\textit{Гр}$]

5. Жутулган өлчөмдүн кубаттуулугу $\dot{D} = \dfrac{dD}{dt}\left[\dfrac{\text{Гр}}{\text{с}}\right]$ $1\dfrac{\text{рад}}{c} = 10^{-2}\dfrac{\textit{Гр}}{c}$.

6. γ– жана рентген нурларын тосуп туруу (экспозиционная) өлчөмү: $x = \dfrac{Q}{m}\left[\dfrac{\text{Кл}}{\text{кг}}\right]$. $1P$ (рентген)= $2{,}58 \cdot 10^{-4}\dfrac{\textit{Кл}}{\text{кг}}$.

а) $(5 \div 13) \cdot 10^{-3}\dfrac{\text{Кл}}{\text{кг}}$ же (20÷50) *Р* болгондо кан өзгөрөт.

б) $(25 \div 70) \cdot 10^{-3}\dfrac{\textit{Кл}}{\text{кг}}$ же (100÷250) *Р*. Мындай өлчөмдө жутулган доза нур оорусуна алып келет.

$155 \cdot 10^{-3}\dfrac{\textit{Кл}}{\text{кг}}$ же 600 Р ден жогору болгондо организм оор абалда калат.

7. Рентген жана γ– нурларын тосуп туруу өлчөмүнүн кубаты $\dot{x} = \dfrac{dx}{dt}\left[\dfrac{A}{\text{кг}}\right]$ $1\dfrac{P}{c} = 2{,}58 \cdot 10^{-4}\dfrac{A}{\text{кг}}$.

8. Нурдануунун тете (эквивалентная) өлчөмү $H = D \cdot \bar{Q}$. D– нурдантуу (облучения) өлчөмү. $\bar{Q}$– аз өлчөмдүү нурдантуудагы (ыңгайсыз биологиялык абалды туудуруудагы) орточо сапат көбөйтмөсү. $\bar{Q} = \text{ОБЭ}(\text{СБТ})$ $\bar{\text{Q}} = 1,2,3...20$ (бирдиги жок). СБТ– салыштырмалуу биологиялык тете (ОБЭ–относительный биологический эквивалент).

Болгондо $\begin{cases} D = 1EP \\ \bar{Q} = 1 \end{cases}$ Н=1Зв (Зверет); $1\textit{БЭР}=10^{-2}$Зв(Sv).

9. Нурдануунун тете өлчөмүнүн кубаттуулугу $\dot{H} = \frac{dH}{dt}\left(\frac{Зв}{с}\right)$.

10. Радиациялык заттын активдүүлүгү $A = \frac{N}{t}[Бк]$ Беккерель (1852-1902). $1Ки$ (Кюри) $=3{,}7\cdot10^{10}Бк$. $1Рд$ (Резерфорд) $=10^6Бк$.

11. Салыштырмалуу активдүүлүк $a = \frac{A}{m}\left[\frac{Бк}{кг}\right]$.

12. Көлөмдүк активдүүлүк $A_V = \frac{A}{V}\left[\frac{Бк}{м^3}\right]$.

13. Молярдык активдүүлүк $A_м = \frac{A}{\nu}\left[\frac{Бк}{моль}\right]$.

14. Табигый радиациялык фон:

а) Жер кыртышындагы космостук нур $\left(\alpha, \beta, \gamma, {}_0^1n, {}_1^1p\right)$;

б) Жерден 12 км бийиктикте космостук нурлар 2 эсе көп болот: $0{,}07 \div 0{,}2\frac{БЭР}{жыл}$. $7\cdot10^{-4} \div 20\cdot10^{-4}\frac{Зв}{жыл}$. Эгерде адамдар кылымдар бою радиациясы күчтүү жерде туулуп өссө ага нурдануу көп таасир этпейт. Мисалы: Бразилияда $50000\,адам \to 0{,}5\frac{БЭР}{жыл}$ алса да ден соолуктарына терс таасир этпейт; Индияда (шт. Керала) $10^5\,адам\ 1{,}27\frac{БЭР}{жыл}\ 6-7$ эсе көп болсо да ооруга дуушар болбойт. Эгерде нурдануу өлчөмү $50\frac{БЭР}{жыл}$ ден көп болсо сөссүз түрдө ооруга дуушар болуу коркунучу туулат.

Мисалы: нур оорусу жылына $150\frac{БЭР}{жыл}$ алганда пайда болот.

Радиоактивдүү заттар бар жерде иштегендер үчүн уруксат берилген өлчөмдүн чеги (У.Б.Ө.Ч) (предельно допустимая доза: ПДД) $УБӨЧ = 5\frac{БЭР}{жыл}$; ал эми калган эл үчүн $0{,}5\frac{БЭР}{жыл}$.

XVIII бап. ЭЛЕМЕНТАРДЫК БӨЛҮКЧӨЛӨР

§ 18.1. Элементардык бөлүкчөлөрдү класстарга бөлүү

"Элементардык" бөлүкчө салыштырмалуу мааниге ээ, анткени бөлүкчө табылган учурда ал дагы кичине бөлүкчөлөргө бөлүнбөйт деп эсептелгени менен кийин анын структурага ээ экендиги табылган учурлар көп кездешет. Мисалы, протон жана нейтрон структурага (бөлүктөргө, курамга) ээ болоорун тажрыйба көрсөткөн. Бирок азырынча аларды деле элементардык бөлүкчөлөргө кошуп коюшат. *Элементардык бөлүкчө* деп кичине бөлүктөрдөн түзүлбөй турган эң кичине бөлүкчөлөрдү аташат. Адегенде жер бетинде электрон, протон жана нейтрон гана табылган болсо, кийин космос нурларынын курамынан 350 дөн ашык элементардык бөлүкчөлөр табылган. *Элементардык бөлүкчөлөрдү* массасына же дүрмөттөрүнө карап бөлүштүрбөстөн алардын өз ара аракетенүү күчтөрүнө карап класстарга бөлүшөт. Жаратылышта табияты боюнча 4 түрлүү өз ара аракетенүү күчтөрү бар. Аларга кыскача токтололу.

1. *Өзөктүк күч.* Ал эң чоң күчкө ээ болот жана өзөктүн ичинде гана таасир этет. Аны күчтүү өз ара аракетенүү деп атап, күчүнүн көбөйткүчүн (коэффициентин) 1 ге барабар деп эсептеп алып, калган күчтөрдү ошого салыштырып карашат. Аракет кылуу аралыгы (радиусу) атомдун өзөгүнүн радиусуна ($10^{-15}м$) барабар, таасир берүү убактысы $t=10^{-23}c$, андыктан өзөктүк күчтү кыска аралыкка таасир берүүчү күч деп аташат.

2. *Электромагниттик күч.* Анын электромагниттик өз ара аракетенүү күчү күчтүү өз ара аракеттенген күчтөн (өзөктүк күчтөн) 100 эседен ашык азыраак болот. Андыктан көбөйтмөсү (коэффициентин) 10^{-2} барабар болот. Аракет кылуу аралыгы чексизге ∞ кетет. Таасир берүү убактысы $10^{-16}c$.

3. *Начар күч.* Бул өз ара аракеттенүү күчү атом өзөгүнүн ичинде таасир этет. Анын көбөйтмөсү (коэффициенти) 10^{-14} барабар. Аракет кылуу аралыгы 10^{-15}*м*. Таасир этүү убактысы 10^{-8}*с*.

4. *Гравитациялык өз ара аракеттенүү күчү*. Бул күчтүү өз ара аракеттенүүдөн (өзөктүк күчтөн) 10^{-39} эсе аз. Ошондуктан көбөйтмөсү (өзөктүк күчтөн) 10^{-39} барабар болот. Аракет кылуу аралыгы чексизге (∞) кетет. Таасир этүү убактысы белгисиз. Бул абдан аз күчкө ээ болгону менен дайыма баардык бөлүкчөлөргө таасир этип турат.

Элементардык бөлүкчөлөр жогоруда аталган 4 өз ара аракеттенүү түрлөрүнө карата 3 класска бөлүнөт. Мында гравитациялык өз ара аракет баардык 3 учурга тиешелүү. Алар төмөнкүлөр:

1. *Фотондор*. Алар көбүнчө электромагниттик өз ара аракеттенүүгө ээ болушат.

2. *Лептондор*. Булар көбүнчө начар өз ара аракетенүүгө ээ. Лептондорго электрон, нейтрино, моюн жана алардын антибөлүкчөлөрү кирет.

3. *Адрондор*. Булар көбүнчө күчтүү өз ара аракеттенүүгө ээ. Адрондор өз ичинен экиге бөлүнүшөт: бариондор жана мезондор.

Бариондорго: протон жана нейтрон, лямда-гиперон, омега-гиперон кирет.

Мезондорого: пимезондун түрлөрү, К-мезондун түрлөрү жана анын антибөлүкчөлөрү кирет.

Лептондор лептондук дүрмөт L менен мүнөздөлөт. Лептондор үчүн $L= +1$, антилептондор үчүн $L= -1$ болот, калган элементардык бөлүкчөлөр үчүн $L=O$.

Ал эми бариондор *бариондук дүрмөт B* менен мүнөздөлөт. Бариондор үчүн $B= +1$, антилептондор үчүн $B= -1$. Калган элементардык бөлүкчөлөр үчүн $B=O$.

Элементардык бөлүкчөлөр бири-бирине айланып турушат. Көпчүлүгү көпкө жашабайт. Бири-бирине айлануу учурунда массанын, дүрмөттүн, кудуреттин, импульстун сакталуу мыйзамдары аткарылат. Ошону менен бирге *лептондук дүрмөттөр* жана *бариондук дүрмөттөр* дагы сакталат.

§ 18.2. Кварктар назарияты

Табиятта заттар атомдордон турат деп эсептелип келген. *Атом* деген сөз грекче бөлүнбөгөн заттын эң кичине бөлүкчөсү деп эсептелген, б.а. *бөлүнбөс* деген сөздү билдирет. Кийин атом структурага (түзүлүшкө) ээ болоору далилденип, өзөкчөсүнүн (ядросунун) айланасында электрондор орбиталарда айланып турааары белгилүү болду. Ал эми атомдун өзөгү (ядросу) да түзүлүшкө ээ экендиги аныкталды, б.а. атом өзөгү протон менен нейтрондон турат. Окумуштуулар табиятта аз гана түрдөгү элементтардык бөлүкчөлөр болуп, алардан башка заттар түзүлүшү керек деп эсептешкен. Бирок элементардык бөлүкчөлөрдүн түрү 350 дөн ашып кетти жана бири-бирине айланып турааары ачылган. Мынчалык көп түрдүү элементардык бөлүкчөлөр аркылуу алардын касиеттерин бир назарият менен түшүндүрүү кыйын болуп жатат. Андыктан окумуштуулар ошол элементардык деп аталган 350 дөн ашык түрдөгү бөлүкчөлөрдү дагы түзүлүшкө (структурага ээ), б.а. алар 3 же 2 бөлүктөн турат деп болжолдоп жаңы назариятты (теорияны) сунуш кылышкан. Ал жаңы бөлүкчөлөрдү *кварк* деп атап коюшкан. Андыктан ал жаңы назариятты *кварктык назарият (теория)* деп аташат. Аны 1964 ж. Гелл-Ман сунуш кылган . Адегенде үч түрдүү гана кварк болот деп эсептешкен жана протон менен нейтрон үч кварктан түзүлөт деп түшүндүрүшкөн. Бирок ал 3 кварк менен элементардык бөлүкчөлөрдүн касиеттерин түшүндүрүүгө мүмкүн болбогондуктан кварктын санын алтыга жеткирген. Андан кийин алар дагы элементардык бөлүкчөлөрдүн баардык касиеттерин түшүндүрө албагандыктан аларга *түстүү кварк* дегенди киргизишкен, ал да жетпегендиктен *сулуу (очарованный) кварк* дегенди киргизген.

Бирок дагы эле толук назарият (теория) түзүлгөн жок. Ал эми тажрыйбада же табиятта өз алдынча жүргөн кварк байкалган жок. Ошентип элементардык бөлүкчөнүн толук назарияты (теориясы) түзүлө элек. 18.2.1-таблицада кварк назарияты (теориясы) боюнча элементардык бөлүкчөнүн курамы көрсөтүлгөн.

Кварктар протондун же нейтрондун ичинде бири-бирине өтө бекем байланышта болгондуктан аларды ажыратууга мүмкүн эмес деп болжошот. Ошондуктан кварктарды эркин түрдө кезиктирүүгө мүмкүн эмес дешет.

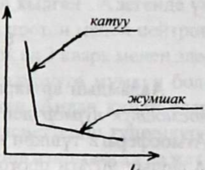
Таблица 18.2.1

Кварктын тиби (ароматы)	Электрдик дүрмөтү (заряды)	Бар иондук дүрмөтү (заряды)	Спини	Очарование	Өнү (цвети)	Антикварктар
u	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	Сары, көк, кызыл	$\tilde{u}$
d	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	-//-	$\tilde{d}$
s	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	-//-	$\tilde{s}$
c	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	+1	-//-	$\tilde{c}$
$в$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	-//-	$\tilde{в}$
t	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	-//-	$\tilde{t}$
$6x3=18$	кварк			шарм чарм		

§ 18.3. Космостук нурлар

Ааламдын ар тарабынан жердин атмосферасына туш тараптан *космостук нурлар* деп аталган бөлүкчөлөрдүн агымы келип түшөт. Атмосферага түшкөн нурлар *биринчи космостук нурлар* деп аталат. Алардын 90%ти протондор, 9% гелий атомунун өзөгү (*α*– бөлүкчөлөрү), ал эми 1% литий жана башка оорураак элементтардык өзөктөр (ядролор) болуп эсептелет. Ал космостук нурлардын кудурети (энергиясы) өтө эле зор. Андай чоң кудуреттүү (энергиялуу) бөлүкчөлөрдү эч бир ылдамдаткыч тажрыйбада бере албайт. Алардын кудурети (энергиясы) $10 \div 10^{10}$Гэв (гига электрон вольт). Жер бетинен 50 км жогоруда 1см^2 ка 50 бөлүкчө түшүп турат. Ал бөлүкчөлөр атмосферага киргенде молекулалар менен өзгөрүшкө (реакцияга) кирип *2-космостук нурларды* пайда кылышат. 2-космостук нурдун курамында баардык элементардык бөлүкчөлөр пайда болот. Бирок алар бири-бирине айланып кудуретин (энергиясын) жоготуп, аяк ченинде *а* нурлары электрон – позитрон жуптарына айланат. Эгерде электрон менен позитрон урунушса кайра 2 фотон пайда болот. Пайда болгон элементардык бөлүкчөнүн ичинен мюондор жер бетине чейин жетип, кээде шахтанын ичинен да табылган учурлар бар. Ал мюондун жашоо убактысы аздыгына карабай шахталардын ичинен табылышы салыштырма теориянын негизинде убакыттын ылдамдыктан көз каранды болуп өзгөрүшү менен түшүндүрүп жүрүшөт. Атмосферада 20 километрден ылдыйкы бийиктиктерде 2-космостук нурлар болот. Деңиз деңгээлинде 1м^2 жерге 200 бөлүкчө түшөт. Ал эми 1 см^2 аянтка $2 \cdot 10^{-2}$ бөлүкчө түшөт. 1чи космостук нур ургаалдуулугу (интенсивдүүлүгү, *I*) боюнча 2ге бөлүнөт: жумшак жана катуу космостук нурлар. Катуу бөлүгү металлдан дагы өтүп кете алат (18.3.1-сүрөт).

Атмосферадан жогору эки иондук тилке бар. Ал жердин магнит талаасынын таасири менен биринчи космостук нурдагы дүрмөтү бар бөлүкчөлөрдү өзүнүн магнит талаасынын таасири менен түндүк жана түштүк уюлга багыттайт жана түндүк жаркыроону туудурат. Ошентип жердеги жандыктарды жана өсүмдүктөрдү 1-космостук нурдан 2 нерсе сактап калат. Алар: 1-иондук алка (жердин магнит талаасы) жана 2-жердин атмосферасы.



18.3.1-сүрөт. Коргошундан өтүп жаткан космостук нурлардын ургаалдуулугунун (I) анын калыңдыгынан (d) көз карандылыгы.

Алар болбогондо 1-космостук нурлар жер бетине жетип, баардык жандуу нерселерди тыптыйпыл кылат. Буга негизделген согуш куралы да бар. Эгерде кандайдыр бир жол менен атмосферада тешик пайда кылсак жана ал тешик аркылуу жер бетине 1-космостук нурлар келип түшсө баардык жандуу нерсе жок болот. Азыркы мезгилде озондук тешиктердин пайда болуп жатканы көпчүлүккө белгилүү. Андай тешиктин өлчөмүн азайтуу үчүн дүйнө окумуштуулары аракет кылууда.

ТИРКЕМЕЛЕР

Негизги (фундаменталдык) физикалык турактуулар

Гравитациялык турактуу:

$$G = 6{,}6720\,(4)\cdot 10^{-11}\,\frac{Н\cdot м^2}{кг^2} = 6{,}6720\,(4)\cdot 10^{-8}\,\frac{дин\cdot см^2}{г^2}.$$

Жарыктын боштуктагы ылдамдыгы:

$$c = 2{,}99792458\cdot 10^{8}\,\frac{м}{с} = 2{,}99792458\cdot 10^{10}\,\frac{см}{с}.$$

Магниттик турактуу: $\mu_0 = 4\pi\cdot 10^{-7}\,\dfrac{Гн}{м} = 1{,}25663706\cdot 10^{-6}\,\dfrac{Гн}{м}.$

Электрдик турактуу: $\varepsilon_0 = (\mu_0\, c^2)^{-1} = 8{,}85418782\cdot 10^{-12}\,\dfrac{Ф}{м}.$

Элементардык дүрмөт:

$$e = 1{,}6021892\,(46)\cdot 10^{-19}\,Кл = 4{,}8032\cdot 10^{-10}\,СГС.$$

Авогадро саны (Авогадро турактуусу) – бир моль заттык бөлүкчөлөрдүн (атомдордун, молекулалардын, иондордун ж.б.) саны:

$$N_A = 6{,}02205\,(3)\cdot 10^{23}\,моль^{-1}.$$

Лошмидт саны (Лошмидт турактуусу) – нормалдык шартта ($T_0 = 273{,}16\,K$; $p_0 = 1{,}01325\cdot 10^5\,Па$) идеалдык газ абалында турган заттын бирдик көлөмүндөгү молекулалардын саны:

$$N_Л = 2{,}68675\cdot 10^{25}\,м^{-3} = 2{,}68675\cdot 10^{19}\,см^{-3}.$$

Фарадей турактуусу (Фарадей саны) – бир моль заттагы элементардык дүрмөттөрдүн жалпы саны, б.а. Авогадро санынын (N_A) элементардык электрдик дүрмөттүн (e) көбөйтүсүнө барабар чоңдук:

$$F = e\,N_A = 96484{,}6\,(3)\,\frac{Кл}{моль} = 2{,}89253\,(1)\cdot 10^{14}\,\frac{СГС_q}{моль}.$$

Массанын атомдук бирдиги – массалык саны 12 болгон көмүртектин изотоп массасынын он экиден бир бөлүгү:

$$1\,м.а.б. = 1{,}660566\,(9)\cdot 10^{-27}\,кг = 1{,}660566\,(9)\cdot 10^{-24}\,г.$$

Массанын атомдук бирдигине тете энергия:

$$1(м.а.б.)\,c^2 = 1{,}492441\,(9)\cdot 10^{-10}\,Дж = 1{,}492441\,(9)\cdot 10^{-3}\,эрг = 931{,}502\,(3)\,МэВ.$$

Электрондун тынч тургандагы массасы:

$$m_e = 9,10953(5)\cdot 10^{-31}\,\text{кг} = 9,10953(5)\cdot 10^{-28}\text{г} = 5,485803(2)\cdot 10^{-4}\,\textit{м.а.б.}$$

Электрондун тынч тургандагы массасына тете энергия:

$$m_e\cdot c^2 = 8,18724(5)\cdot 10^{-14}\,\textit{Дж} = 8,18724(5)\cdot 10^{-7}\,\textit{эрг} = 0,511003(2)\,\text{МэВ}.$$

Протондун тынч тургандагы массасы:

$$\mathrm{m_p} = 1,672649(9)\cdot 10^{-27}\,\text{кг} = 1,672649(9)\cdot 10^{-24}\text{г} = 1,00727647(1)\,\textit{м.а.б.}$$

Протондун тынч тургандагы массасына тете энергия:

$$\mathrm{m_p}c^2 = 1,503301(9)\cdot 10^{-10}\,\textit{Дж} = 1,50331(9)\cdot 10^{-3}\text{эрг} = 938,279(3)\,\textit{МэВ}.$$

Нейтрондун тынч тургандагы массасы:

$$\mathrm{m_n} = 1,674954\ (9)\cdot 10^{-27}\,\text{кг} = 1,674954\ (9)\cdot 10^{-24}\text{г} = 1,00866501(4)\,\textit{м.а.б.}$$

Электрондун дүрмөтүнүн анын массасына болгон катышы:

$$\frac{e}{m_e} = 1,758805(5)\cdot 10^{11}\,\frac{\textit{Кл}}{\text{кг}}.$$

Планк турактуусу:

$$h = 6,626176(36)\cdot 10^{-34}\,\textit{Дж}\cdot c = 6,626176(36)\cdot 10^{-27}\,\text{эрг}\cdot\text{с};$$

$$\hbar = \frac{\mathrm{h}}{2\pi} = 1,0545887(57)\cdot 10^{-34}\,\textit{Дж}\cdot c = 1,0545887(57)\cdot 10^{-27}\,\text{эрг}\cdot\text{с}.$$

Комптон толкун узундугу:

$$\lambda_C = \frac{\lambda}{\mathrm{m_e}\cdot c} = 2,426309(4)\cdot 10^{-12}\,\textit{м} = 0,3861590(6)\cdot 10^{-3}\,\textit{нм}.$$

Ридберг турактуусу:

$$\mathrm{R}_\infty = 10973731,8(8)\,\textit{м}^{-1} = 1097373,318(8)\,\textit{см}^{-1}.$$

Бор радиусу – Бордун “классикалык” теория боюнча суутек атомдун электронунун биринчи (негизги) орбитасынын радиусу:

$$a_0 = 0,5291771(4)\cdot 10^{-10}\,\textit{м} = 0,05291771(4)\,\textit{нм}.$$

Бор магнетону:

$$\mu_B = 9,27408(4)\cdot 10^{-24}\,\frac{\textit{Дж}}{\textit{Тл}} = 9,27408(4)\cdot 10^{-21}\,\frac{\text{эрг}}{\text{Гс}}.$$

Электрондун магниттик моменти:

$$\mu_e = 9,28483(4)\cdot 10^{-24}\,\frac{\textit{Дж}}{\textit{Тл}} = 9,28483(4)\cdot 10^{-21}\,\frac{\text{эрг}}{\text{Гс}}.$$

Нормалдык шарттагы ($T_0 = 273{,}16\,K$; $p_0 = 101325\,Па$) *бир моль идеалдык газдын көлөмү* (газдын нормалдык көлөмү): $V_0 = 22{,}41383\,(7)\cdot 10^{-3}\,\dfrac{м^3}{моль}$.

Молдук газ турактуусу – турактуу басым учурунда бир моль газды бир градуска ысытууда аткарылган жумушка барабар сан:

$$R = \frac{p_0 V_0}{T_0} = 8{,}31441\,\frac{Дж}{моль\cdot K} = 8{,}31441\cdot 10^7\,\frac{\text{эрг}}{\text{моль}\cdot\text{К}}.$$

Больцман турактуусу – бир бөлүкчөнү (атомду, молекуланы ж.б.) бир градуска ысытууга кеткен энергия:

$$k_Б = \frac{\mathrm{R}}{\mathrm{N_A}} = 1{,}380662\cdot 10^{-23}\,\frac{Дж}{K} = 1{,}380662\cdot 10^{-16}\,\frac{\text{эрг}}{\text{К}}.$$

Вин турактуусу: $в = 2{,}8978\,(1)\cdot 10^{-3}\,м\cdot K = 0{,}28978\,(1)\,см\cdot K$.

Стефан – Больцман турактуусу: $\sigma = 5{,}6696\cdot 10^{-8}\,\dfrac{Вт}{м^2\cdot K^4}$.

Нормалдык атмосфералык басым:

$$p_0 = 101325\ Па = 1013250\,\frac{дин}{см^2}.$$

Эркин түшүүнүн нормалдык ылдамдануусу:

$$\mathrm{g_n} = 9{,}80665\,\frac{м}{с^2} = 980{,}665\,\frac{см}{с^2}.$$

Нормалдык температура: $T_0 = 273{,}16\ K = 0^0 C$. .

Суунун эң чоң тыгыздыгы ($\mathrm{t} = 3{,}98^0 C$, $p_0 = 101325\ Па$):

$$\rho_{H_2O} = 999{,}973\,\frac{кг}{м^3} = 0{,}999973\,\frac{г}{см^3}.$$

АДАБИЯТТАР

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. –М.: “Наука”, 1983, Т.3. 1986, Т.5.ч.1. 1989, Т.5.ч.2.
2. Детлаф А.А., Яровский Б.М. Курс физики. –М.: “Высшая школа”. 1979 Т.2,3.
3. Савелев И.В. Курс обшей физики. Учебник. Т.2,3. Изд-во “Лань”, 2008.
4. Савелев И.В. Курс физики. М.: “Наука”, 1989. Т.2,3.
5. Геворкян Р.Г. Курс физики. М.: “Высшая школа”, 1979.
6. Астахов А.В., Широков Ю.М. Курс физики.-М.: “Наука”, 1977. Т.2,3.
7. Зисман Г.А., Тодес О.М. Курс общей физики. –М.: “Наука”, 1972. Т.2,3.
8. Калашников С.Г. Электричество. Изд. 4-ое. М.: “Наука”, 1977.
9. Трофимова Т.И. Курс физики. М.: “Высшая школа”, 1979.
10. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: “Наука”,1978.
11. Берклеевский курс физики. Том 2. Парселл Э. Электричество и магнтизм. М.: “Наука”, 1975.
12. Берклеевский курс физики. Том 3. Крауфорд Ф. Волны. М.: “Наука”, 1976.
13. Берклеевский курс физики. Том 4. Вихман Э. Квантовая физика. М.: “Наука”, 1977.
14. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. М.: “Мир”, Вып.3,4,5.
15. Джапаров Р.Д., Асанбаева Д.А. Физика курсу. Т.1. Бишкек: “Текник” басма борбору. 2013.
16. Физика (Кыскача энциклопедия).-Бишкек: Кыргыз энциклопедиясынын Башкы редакция, 1994.
17. Райымкул Жапар уулу, Жамила Асанбай кызы. Физикалык терминдердин (атамалардын) орусча-кыргызча, кыргызча-орусча сөздүгү – Бишкек: ”Илим”, 1999.
18. Чертов А.Г. Единицы физических величин – М.: “Высшая школа” 1977.
19. Сена Л.А. “Единицы физических величин и их размерности”– М.: “Наука”, 1988.

Үлүштүк жана эселик жалгамалар (приставкалар)

1-таблица

Көбөйт-күчү	Жалгама			Көбөйт-күчү	Жалгама		
	Аты	Белгилениши			Аты	Белгилениши	
		орусча	эл аралык			орусча	эл аралык
10^{18}	Экса	Э	E	10^{-1}	Деци	д	*d*
10^{15}	Пета	П	P	10^{-2}	Санти	с	*c*
10^{12}	Тера	Т	T	10^{-3}	Милли	м	*m*
10^{9}	Гига	Г	G	10^{-6}	Микро	мк	*m*
10^{6}	Мега	М	M	10^{-9}	Нано	н	*n*
10^{3}	Кило	К	K	10^{-12}	Пико	п	*p*
10^{2}	Гекто	г	h	10^{-15}	Фемто	ф	*f*
10^{1}	Дека	да	da	10^{-18}	Атто	а	*a*

ГРЕК АЛФАВИТИ

2-таблица

Тамгалар			Тамгалар		
басма	жазма	аталышы	басма	жазма	аталышы
Αα	*Αα*	Альфа	**Νν**	*Νν*	Ню
Ββ	*Ββ*	Бета	**Ξξ**	*Ξξ*	Кси
Γγ	*Γγ*	Гамма	**Οο**	**Οο**	Омикрон
Δδ	**Δδ**	Дельта	**Ππ**	*Ππ*	Пи
Εε	*Εε*	Эпсилон	**Ρρ**	*Ρρ*	Ро
Ζζ	*Ζζ*	Дзета	**Σσ**	*Σσ*	Сигма
Ηη	*Ηη*	Эта	**Ττ**	**Ττ**	Тау
Θθ,ϑ	*Θθ,ϑ*	Тэта	**Υυ**	*Υυ*	Ипсилон
Ιι	*Ιι*	Йота	**Φφ,ϕ**	**Φφ,ϕ**	Фи
Κκ	*Κκ*	Каппа	**Χχ**	**Χχ**	Хи
Λλ	*Λλ*	Лямбда	**Ψψ**	*Ψψ*	Пси
Μμ	*Μμ*	Мю	**Ωω**	**Ωω**	Омега

ЛАТЫН АЛФАВИТИ

3-таблица

Тамгалар			Тамгалар		
Басма	жазма	аталышы	басма	жазма	Аталышы
A a	*A a*	А	**N n**	*N n*	Эн
B b	*B b*	Бе	**O o**	*O o*	О
C c	*C c*	Це	**P p**	*P p*	Пе
D d	*D d*	Де	**Q q**	*Q q*	Ку
E e	*E e*	Е	**R r**	*R r*	Эр
F f	*F f*	Эф	**S s**	*S s*	Эс
G g	*G g*	Ге, же	**T t**	*T t*	Те
H h	*H h*	Ха, аш	**U u**	*U u*	У
I i	*I i*	И	**V v**	*V v*	Ве
J j	*J j*	Иот, жи	**W w**	*W w*	Дубль-ве
K k	*K k*	Ка	**X x**	*X x*	Икс
L l	*L l*	Эль	**Y y**	*Y y*	Игрек
M m	*M m*	Эм	**Z z**	*Z z*	Зет (зета)

ЫСЫМ КӨРСӨТКҮЧҮ

Физикалык түшүнүктөрдүн алфавиттик көрсөткүчү

МАЗМУНУ

II БӨЛҮК КВАНТТЫК ФИЗИКА

Окуу-усулдук басылма

Джапаров Р.Д., Асанбаева Д.А.

ФИЗИКА КУРСУ

Том II
(Электричество магнетизм.
Оптика. Кванттык физика)

Редактору ф-м.и.к., доц. *Тусупбекова Н.А*
Редактору *С. Карамолдоева*
Корректору *Фатима Абдалова*
Тех. редактору *Б. Кадыров*
Худ. дизайнери *Н. Мусаева*
Компьютерде калыпка салган
Алтынбек Үсөнбек уулу