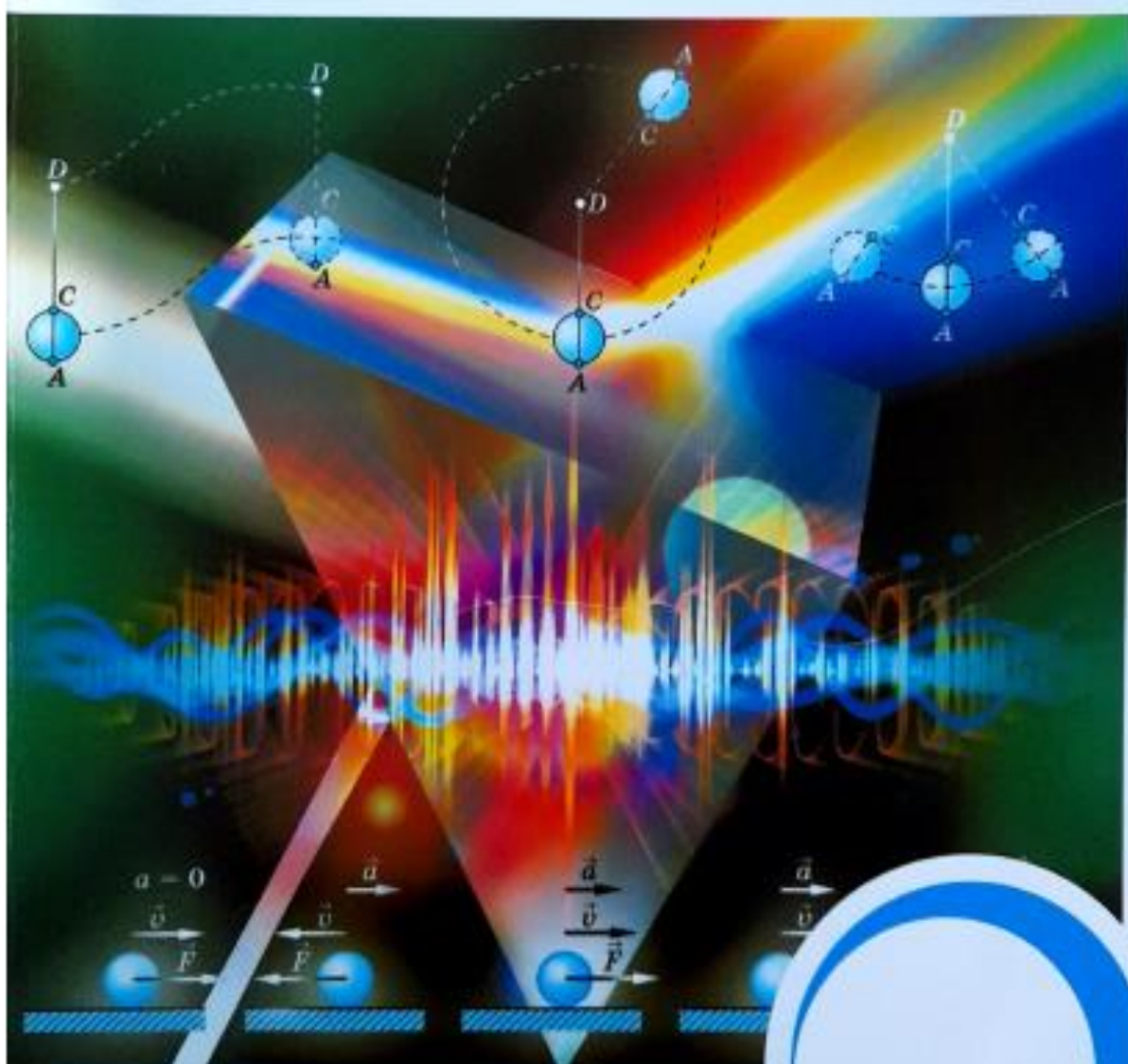


М. К. Жороева, Н.Э. Кылычова  
Ү.А.Маматова, Ж.А.Маданбекова

ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ, ОПТИКА ЖАНА  
КВАНТТЫК ФИЗИКА БӨЛҮМДӨРҮ БОЮНЧА  
ОКУУ-УСУЛДУК КОЛДОНМО



Ош-2023



УДК 537

ББК

М. М. Адышев атындагы Ош технологиялык университетинин Усулдук Кеңеши тарабынан басмага сунушталды

Рецензенттер: техника илимдеринин кандидаты, Ош технологиялык университетинин доценти Абдалиев У. К.

Техника илимдеринин кандидаты, Кыргыз - Өзбек Эл аралык университетинин доценти Өмүрбекова Г. К.

Түзүүчүлөр: © М. К. Жороева , Н.Э. Кылычова , Ү.А. Маматова,  
Ж.А. Маданбекова

Электромагнетизм, оптика жана квант физикасы бөлүмдөрү боюнча окуу-усулдук колдонмо - Ош, ОшТУ, 2023.- 136 б.

Физика предмети боюнча окуу-усулдук колдонмодо атайын орто окуу жайлардын физика курсунун программасына киргизилген окуу материалдары толук камтылган. Сунушталган колдонмо орто окуу жайларынын студенттери жана окутуучулары үчүн даярдалган. Колдонмодо электродинамика, оптика жана квант физикасына тийиштүү болгон физикалык түшүнүктөр, закон-ченемдүүлүктөр жана алардын колдонулуштары ачып көрсөтүлгөн.

Усулдук колдонмодо берилген физикалык закондор, түшүнүктөр, эрежелер жаттап кала тургандай мүнөздө эмес, алардын маани-маңызына түшүнүп өздөштүрүүгө мүмкүн болгондой мазмунда берилген. Ар бир темада берилген ойду бышыктоо максатында, теманын аягында суроо тапшырмалар бар. Берилген окуу усулдук колдонмодо көз менен көрүүгө мүмкүн болбогон, түшүндүрүүгө татаал болгон айрым түшүнүктөрдүн компьютердик моделдөөнүн жардамында берилиши мугалимдин да, студенттин да чыгармачылык мүмкүнчүлүктөрүн кеңейткенге шарт түзөрүн, предметке болгон кызыгуусун арттыра ала тургандыгын көрсөтөт.

УДК

ББК

© М.К. Жороева ,

Н.Э.Кылычова ,

Ү.А.Маматова ,

Ж.А. Маданбекова., 2023

## Мазмун

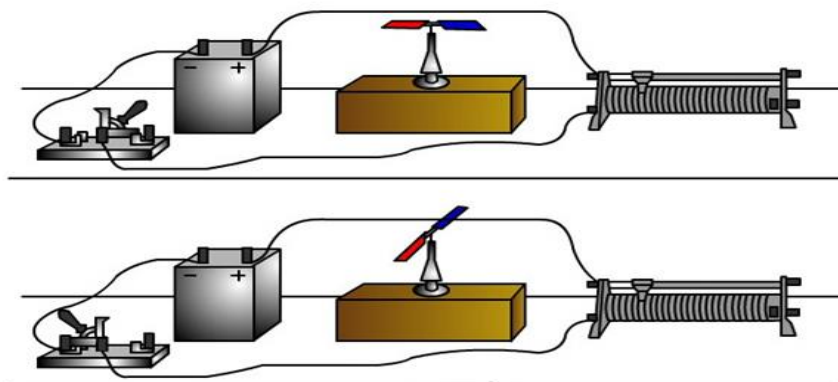
Токтун магнит талаасы. Магнит талаасы. Эрстеддин тажрыйбасы. Ток бар өткөргүчтөрдүн өз ара аракеттенишүүсү. Магниттердин өз ара аракеттенишүүсү -----	
-- 4	
Магниттик индукция векторунун багыты-----	
-- 6	
Магнит агымы. Био-Савар-Лапластын закону. Магнит талаасынын чыңалышы -----	
-- 8	
Ток бар өткөргүчкө магнит талаасынын аракети. Магниттик индукция векторунун модул -----	
10	
Ампер закону. Сол кол эрежеси -----	
12	
Магнит талаасынын кыймылдагы заряддалган бөлүкчөгө жасаган аракети. Лоренц күчү -----	14
Магниттелүү. Магниттердин түрлөрү. Кюри чекити. Информациянын магниттик жазылышы -----	
17	
Электромагниттик индукция кубулушунун Фарадейдин тажрыйбасы. Ленцтин эрежеси. Индукциялык ЭКК. Өздүк жана өз ара индукция -----	
19	
Маселе иштөө сабагы. Ампер закону. Лоренц күчү боюнча маселелер -----	
22	
Механикалык термелүү процесстери жана алардын мүнөздөөчүлөрү. Гармоникалык термелүүлөр Резонанс -----	
26	
Эркин жана аргасыз электр-магниттик термелүүлөр. Термелүү контурлары -----	
32	
Өзгөрмө электр тогу. Өзгөрмө токтун генератору. Өзгөрмө токтун жумалыгы жана кубаттуулугу -----	
41	
Электр энергиясын аралыкка берүү. Трансформаторлор-----	
47	
Электр магниттик толкундардын пайда болуу механизми жана негизги касиеттери. Герцтин тажрыйбалары -----	
52	
Жарык-электромагниттик толкун. Жарыктын толкундук жана кванттык жаратылышы. Жарык күчү. Жарыктаныш -----	
57	
Геометриялык оптиканын закондору: жарыктын түз сызык таралышы. Жарыктын чагылдыруу жана сынуу закондору. Линзалар -----	
63	
Жарыктын интерференциясы. Интерференция кубулушунун байкоо -----	
72	

Жарык толкндары. Жарыктын дифракциясы. Дифракциялык спектрлер-----	78
Жарык-трасынан кеткен электромагниттик толкн. Жарыктын поляризация кблш. Малюстн закон -----	87
Нрданнн түрлөрү. Спектрлер. Спектрдик анализ -----	95
Рентген нрлары жана анын тирүү организмге тийгизген таасири -----	98
Фотозэффект кблш. Фотозэффект үчүн Эйнштейндин теңдемеси. Фотозэффекттин колдонлш -----	102
Атомдн түзүлүшү. Стектин атом үчүн Бордн теориясы -----	107
Атомдог электрондордн кванттык абалдары боюнча бөлүштүрүлүшү. Менделеевдин мезгилдик системасы. Кванттык сандар -----	116
Атом ядроснн түзүлүшү. Нклондор. Изотоптор. Ядронн байланыш энергиясы -----	120
Радиоактивдүү нрданлар. Радиоактивдүүлүктүн ачылышы Табигый жана жасалма радиоактивдүүлүк. Жарым ажыроо мезгили -----	125
Ядролк реакциялар жана алардын негизги түрлөрү -----	130
Элементардык бөлүкчөлөрдүн классификациясы. Бөлүкчөлөр жана антибөлүкчөлөр. Кварктар -----	134

Тема. Токтн магнит талаасы.

Магниттик кблштар байыркы мезгилде эле белгилүү болч. Компас мындан 4500 жыл илгери ойлоп табылган. Ал Европада болжол менен биздин замандын XII кылымында пайда болгон. Бирок XIX кылымда гана электр жана магнит кблштарынын ортосндагы байланыш аныкталып, магнит талаасы жөнүндөгү көз караш пайда болд. Электрдик жана магниттик кблштардын ортосндагы терең байланышты көрсөткөн алгачкы эксперименттер болп даниялык физик Х.Эрстеддин (1820-ж.) тажрыйбалары эсептелет. Бл тажрыйбалар тогбар өткөргүчкө жакын

жайгаштырылган магнит жебесине аны б р га мт лган күчтөр аракет этишерин көрсөттү. (1-сүрөт)



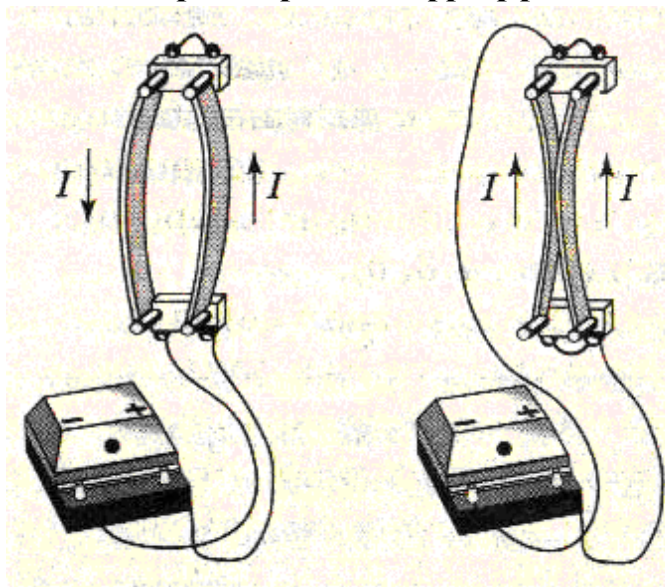
1-сүрөт

Ошол эле жылы француз физиги А. Ампер тог бар эки өткөргүч өз ара бири-бири менен аракеттенээрин байкап, токтордн өз ара аракеттенүү законн ачкан. Азыркы мезгилдеги ой жүгүртүүлөр боюнча тог бар өткөргүчтөр өз ара бири-бири менен аракеттенишкенде түздөн түз эмес, аларды крчап трган магнит талаасынын жардамы менен аракеттенишет.

Магнит талаасынын б лагы болп кыймылда болгон заряд (электр тог ) эсептелинет. Магнит талаасы кыймылсыз заряддын айланасында электр талаасы пайда болгон сыякт , тог бар өткөргүчтүн айланасында пайда болот.

Магнитик аракеттенүүлөрдүн бир мисалы болп жарыш жайгашкан токтордн аракеттенүүсү саналат. Тог бар өткөргүчтөрдүн өз ара аракеттенишүү закон ченемдүүлүктөрү Ампер тарабынан изилденген. Жарыш өткөргүчтөрдөгү токтордн багыттары карама-каршы болгондо өткөргүчтөр түртүлүшөт, ал эми токтордн багыттары бир жакка багытталганда өткөргүчтөр тартылышат. (2-сүрөт)

Токторд н аракеттенүүлөрү магнит талаасынын жардамы менен ишке



2-сурот

ашат. Бир токт н магнитталаасы экинчи токко, ал эми экинчи токт н магнит талаасы биринчи токко аракеттенет же тескерисинче.

Тажырыйбалар көрсөткөндөй, ар бир тог бар өткөргүчтүн частог на  $\Delta$  аракет эткен күчтүн мод л өткөргүчтөрдөгү токт н күчтөрүнө  $I_1$  жана  $I_2$ , частокт н  $z$  нд г на  $\Delta$  түз, ал эми өткөргүчтөрдүн ортос ндагы аралыкка тескери пропорциялаш. Б л закон Ампердин закон деп аталат.

$$F = k \frac{I_1 I_2 \Delta l}{R} \quad (1)$$

Эл аралык СИ бирдиктер системасында пропорционалдык коэффициентти төмөндөгүгөдөй аныкташат:

$$k = \mu_0 / 2\pi ,$$

Мында  $\mu$  - т ракт сан, аны магнит т ракт л г деп аташат, сан мааниси

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/A}^2 \approx 1,26 \cdot 10^{-6} \text{ H/A}^2 \text{ барабар.}$$

Магниттик өз ара аракеттенишүүлөр т ракт магниттердин ортос нда да жашайт, алар бири-бири менен аралыктан аракет этишет. Демек, т ракт магниттердин тегерегинде магнит талаасы жашайт. Тог бар өткөргүчтүн (токт н) тегерегинде түзүлгөн талаа менен т ракт магниттин тегерегинде түзүлгөн талаа бир эле талаа. Экөө тең магнит талаасы. Ошонд ктан, магнит талаасынын мүнөздүү касиеттерин т ракт магниттердин магнит талаасынын мисалында талдайбыз.

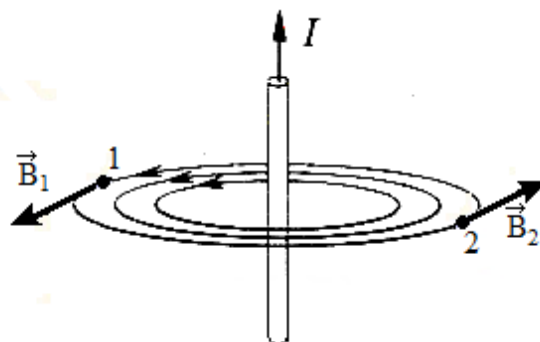
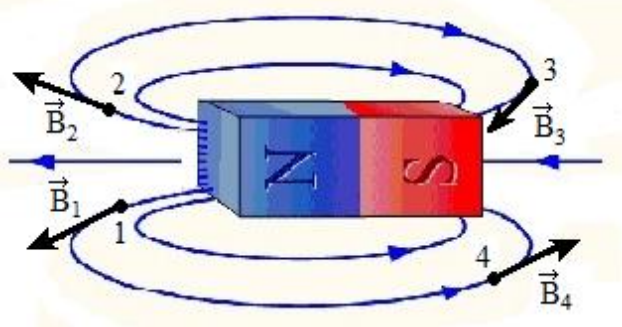
Т ракт магниттердин эки юл бар, аларды бири-бирине бирдей юлдары беттеше т ргандай жакындатса түртүлүшөт, түрдүү юлдары менен беттеше т ргандай жакындатса тартылышат. Магниттин бир юл н «түндүк», экинчи юл н «түштүк» юл деп аташат. Б л юлдар тиешелүү түрдө N жана S тамгалары менен белгиленет.

Тажрыйбалар төмөнкүлөрдү көрсөтөт: магнит талаасы тигил же б л чекитке жайгаштырылган кичинекей т ракт магнитке же тог бар өткөргүчкө белгилүү бир күч менен аракет этет. Мындай күчтүн багыты жана мод л талаанын ар түрдүү чекиттеринде ар түрдүүчө болот. Демек, магнит талаасынын чекиттери, электр талаасынын чекиттери сыякт эле, бири-биринен күчтүк мүнөздөмөрү боюнча айырмаланышат. Магнит талаасынын күчтүк мүнөздөмөсү үчүн «  $\vec{B}$  »



деген түшүнүк киргизилген. Биз магниттик индукция векторунун багыты үчүн кайсыл багыт алынаарын жана анын модулюн эмнеге барабар болорун карайлы.

Тракт магниттин магнит талаасынын индукция векторун төмөнкүдөй багытталат деп алынат: биринчиден, ал магнит талаасынын индукция сызыгына жүргүзүлгөн жанымада жатат; экинчиден, ал талаанын S түштүк полюс тарапты көздөй багытталат (3-сүрөт). Бул сүрөттө тилке түрүндөгү магниттин жана түз токтуу талаасынын 1,2,3,4 чекиттериндеги магниттик индукция векторлорунун багыттары көрсөтүлгөн.

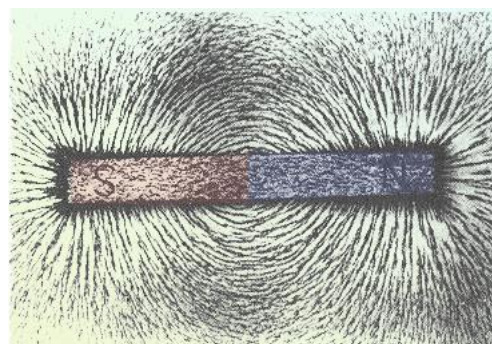


3-сүрөт

Магниттик индукция сызыктары дайыма туюк болуп, эч жерде үзүлүп калбайт. Бул болсо магнит талаасынын бөлүгү жок б.а. магнит заряддары жок дегенди түшүрдүрөт. Жогоруда айтылган касиеттерге ээ болгон талааны кюнд (вихр) талаа деп аташат.

Магниттик индукциянын сүрөтүн, элесин темирдин таарындыларынын жардамы менен да байкаса болот. Темир таарындылар магнит талаасында магниттелип калышат да, эң кичине магнит жебелерине окшоп индукция сызыктарын бойлото жайгашышат.

Темирдин таарындылары менен тажрыйбаны төмөндөгүдөй жүргүзсө болот: тилке түрүндөгү тракт магнитти алып, столдун бетине коёбуз. Анын үстүнө картон кагазын жайгаштырабыз. Бул кагаздын бетине темирдин майда таарындыларын чачып, аны акырын чертип (силкип) коёбуз. Анда бул таарындылардын белгилүү бир сызыктар боюнча жайгашып калганын көрөбүз (4-сүрөт). Ушундай эле

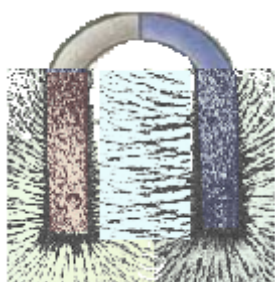


4-сүрөт

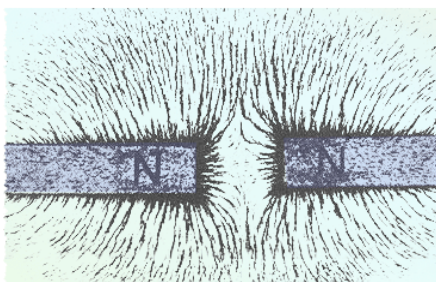
тажрыйбаны така түрүндөгү магнит менен жүргүзүп анын магнит талаасынын сүрөтүн алганга болот (5-сүрөт). Ошондой эле тилке түрүндөгү эки магниттин бирдей жана бирдей эмес полюсдорун бири-бирине жакындаштырганда түзүлгөн магнит талааларынын сүрөттөрүн да алганга болот (6, 7-сүрөттөр).

Бул тажрыйбалардан металлдын таарындыларынын, б.а. кичинекей магнит жебелеринин белгилүү бир сызыктарды бойлой жайгашып калганын көрөбүз. Ушундай кичинекей магнит жебелери бул сызыктарды жанып

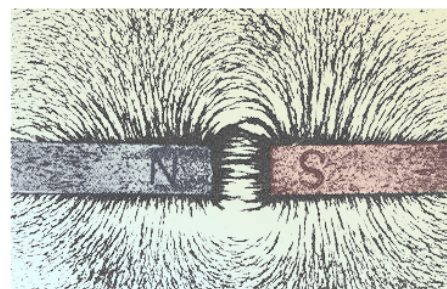
өткөндөй болуп жайгашышат. Б.а. алар ошол сызыктарга жүргүзүлгөн жанымаларды бойлой жайгашышат.



5-сүрөт



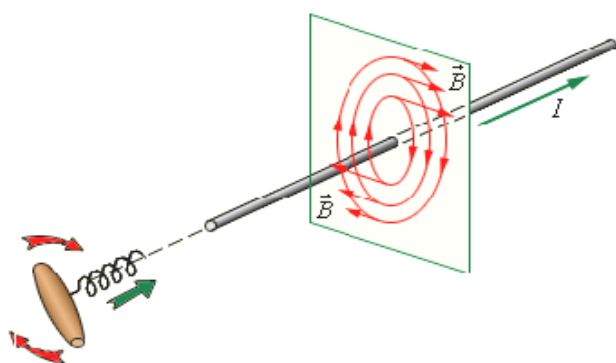
6-сүрөт



7-сүрөт

Кичинекей магнит жебелери жанып өтүүчү бул сызыктарды физикада магниттик индукция сызыктары деп атайт. Электр талаасынын күч сызыктарынан айырмаланышып, магнит талаасынын индукция сызыктары дайыма туюк болушат.

Магнит талаасынын векторунун багытын аныктоо үчүн, ошондой эле бул рама эрежесин да пайдаланууга болот (8-сүрөт).



8-сүрөт

Бул рама эрежеси төмөндөгүдөй айтылат: айландырылган рамада бул рама токтун багыты боюнча которулса, анда бул раманын (бул рама) бурчунун багыты магнит талаасынын векторунун менен дал келет. Жогорку жагы айтылгандарды жыйынтыктап, төмөнкү корундуу болот: Токтун айланасында (кыймылдагы заряддын) магнит талаасы бар, ал

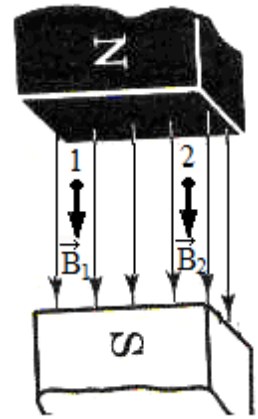
талаа аркылуу токтордун өз ара аракеттенишүүсү ишке ашат, магнит талаасынын күчүн магниттик индукция вектору мүнөздөйт.

Бул рамада магнит талаасы. Така түрүндөгү магниттин юлдарынын ортосунда жайгашкан (ички тарабында) индукция сызыктары ошол юлдарды таштырган, бири-бирине жарыш жайланышкан сызыктар болушат жана бул сызыктар бирдей жыштыкта жайгашышат.

Мындан төмөнкүдөй тыянактар келип чыгат: биринчиден, бул талаанын баардык чекиттеринин индукция векторлорунун багыттары бирдей болот, себеби анын индукция сызыктары жарыш сызыктар болушат. Экинчиден, бул чекиттердин индукция векторлорунун модулдары да бирдей болот, себеби, анын индукция сызыктарынын жайгашышынын тыгыздыгы бирдей.



Демек, така түрүндөгү магниттин юлдарынын ортоснда түзүлгөн магнит таласынын баардык чекиттериндеги индукция векторлорун багыттары жана модулдары бирдей болот, б.а. талаанын баардык чекиттериндеги магниттик индукция векторлор бирдей болот. Мындай талааны физикада *бир тектүү талаа* деп аташат.



9-сүрөт

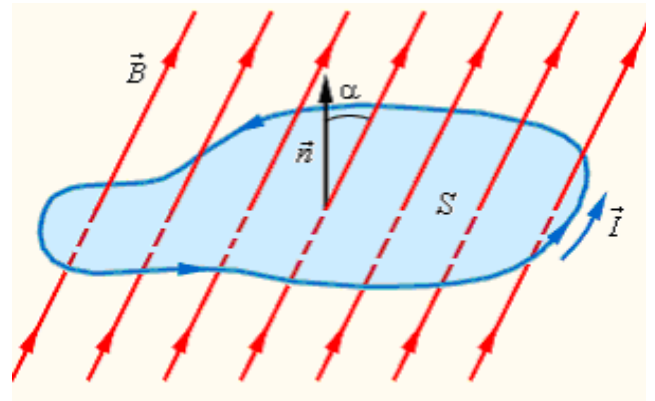
Демек, түндүк жана түштүк юлдары бири-бирине жакын жайгашышкан магниттердин ортосндагы талаа бир тектүү талаа болуп саналат. Мындай талаанын индукция сызыктары, б.а. күч сызыктары болуп, талаанын юлдарын таштырган эң кыска сызыктар болуп саналышат. Алар талаанын S түштүк юлүн көздөй багытталган болушат. Бул талаанын чекиттеринин магниттик индукция векторлор да ошол чекиттер аркылуу өтө турган индукция сызыктарын бойлото, талаанын түштүк юлүн көздөй багытталышат

**1 Магнит агымы.**

Магниттик агым деп, бир тектүү магнит талаасына коюлган жалпак контурдун аянты аркылуу өтүүчү магниттик талаанын индукция векторун ( $B$ ), күч сызыктарынын санын айтабыз. (10-сүрөт)

$$\Phi = B \cdot S \cdot \cos \alpha \quad (2)$$

мында,  $\alpha$  - магниттик индукция вектор менен контур тегиздигине түргүзүлгөн  $\vec{n}$  нормаль векторунун ортосундагы бурч. Эгер,  $\alpha = 0$ ,  $\cos \alpha = 1$  б.а.  $B$  контурдун тегиздигине перпендикуляр болсо, анда (2)-формула төмөнкү түргөкелет:

$$\Phi = B \cdot S \quad (3)$$


10- сүрөт

#### 4 Б о- авар- Лапластын закону. Магнит талаасынын чыңалышы.

Магнит талаасын эсептөөдө өткөргүчтүн формасынан, анын жайланышынан, андагы электр тогунун күчүнөн, ошондой эле чөйрөнүн магниттик касиетинен көз каранды болучу магниттик индукция  $B$  колдонулат. Ошондой эле чөйрөнүн магниттик касиетинен көз каранды болбоочу, бирок өткөргүчтөн физикасы жана андагы электр тогунун күчү эсепке алынат турган дагы бир чоңдук пайдаланылат. Ал чоңдук берилген чекиттеги магнит талаасынын чыңалышы деп аталып,  $H$  аркылуу белгиленет.

Магниттик индукция  $B$  менен магнит талаасынын чыңалышы  $H$  өз ара төмөндөгүдөй катышта байланышат:

$$B = \mu H \quad (4)$$

мындагы  $\mu$  - магнит талаасы пайда бол ч чөйрөнү магниттик касиетин мүнөздөөчү чоңд к. Б л чоңд к чөйрөнүн магниттик өткөрүмдүүлүгү.

Курчап турган айлана чөйрөдөн көз карандысыз өткөргүчтөрдөгү электр тогу түзгөн мейк нд кт н кандайдыр б р чек т ндег магн тт к талааны мүнөздөөчү  $H$  чоңдугу ушул чек ттег магн т талаасынын чыңалышы деп аталат.

Магнит талаасынын чыңалышы векторд к чоңд к. Анын багыты  $\vec{B}$  вектор н н багытын аныктаган эреже боюнча эле аныталат. Б л болсо изотропиял чөйрөдө  $\vec{B}$  жана  $\vec{H}$  векторлор н н багыттарынын дал келиши менен түшүндүрүлөт.

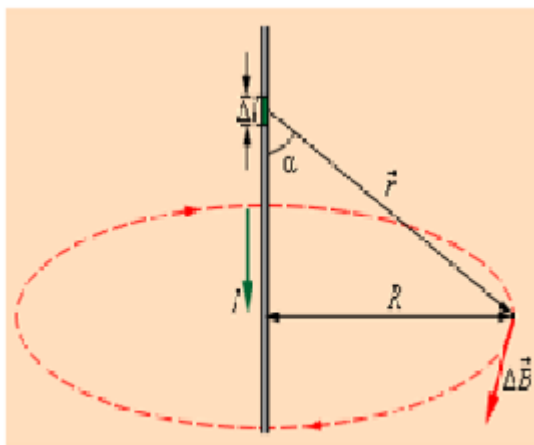
СИ системасында магнит талаасынын чыңалышынын бирдиги төмөндөгүдөй т юнт лат:

$$[H] = 1 \frac{A}{m}$$

Ал эми магниттик өткөрүмдүүлүктүн чен бирдиги үчүн:

$$\mu = \frac{B}{H}; \mu = \frac{1T}{1A/m} = 1 \frac{T \cdot m}{A}$$

СИ системасында магниттик өткөргүчтүүлүктүн чен бирдиги үчүн  $1 A/m$  чыңал кезинде  $1 T$  магниттик инд кция пайда бол ч чөйрөнүн магниттик өткөргүчтүүлүгү кабыл алынган.



11-сурот

Берилген тог бар өткөргүчтөрдүн магнит талаасынын каалаган чекитинин күчтүк максималдык мүнөздөөчүлөрүн  $(B, H)$  илимде франц з ок м шт лары Био-Савар-Лапластар аныкташкан. Алар каалагандай формадагы тог бар өткөргүчтөрдүн магнит талаасынын күчтүк мүнөздөөчүлөрүн мүнөздөө үчүн законд ачышкан. (11-сүрөт).

Био-Савар-Лапластын закон :

Тог бар өткөргүчтүн элементинин (кичине  $dl$  бөлүгүнүн), өткөргүчтүн айланасындагы ар кандай чекиттеги түзгөн магнит талаасынын инд кция вектор токт н элементине  $(Idl)$  түз пропорциалаш, ал эми ошол чекиттен өткөргүчтүн элементине

чейинки аралыктын квадратына тескери пропорциалаш (9-сүрөт).

$$dB = \frac{\mu_0 \mu I dl \sin \alpha}{4\pi R^2} \quad (5)$$

мында  $I$  - ток күчү,  $\alpha$  - элементтеги токт н багыты менен ради с векторд н ортос ндагы б рч,  $R$  - магниттик инд кцияны аныктаган чекиттен ток элементине чейинки аралык.

Жарыш токторд н магниттик өз ара аракеттенишүү закон нан түз токтон  $I$  аралыкта  $R$  жайгашкан магнит талаасынын инд кциясынын мод л  $B$  төмөндөгү катыш боюнча аныкталаары келип чыгат:

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}. \quad (6)$$

Бышыктоочу суроолор.

1. Магнит талаасы деп эмнен айтабыз?
2. Эрстеддун тажрыйбасы эмнен аныктайт?
3. Магнит талаасынын багыттуулугун канттен аныктайбыз?
4. Магниттик индукция сызыктары деген эмне?
5. Магнит агымынын флукса калык мааниси.
6. Магнит талаасынын чыңалышы эмнен мүнөздөйт?

Тема. Ток бар өткөргүчкө магнит талаасынын аракетин.

План:

1. Магниттик индукция векторунун модулу.
2. Ампер закону. Ал кандай аракеттен улам пайда болот.

1. Магниттик индукция векторунун модулу.

Жогорку да айтылгандай, магниттик индукция вектору  $\vec{B}$  болгон бир тектүү магнит талаасына жайгашкан ток бар өткөргүчкө, талаа тарабынан  $\vec{F}$  күчү аракет этет. Бул күчтүн кандайча багытталарын жана анын модулин эмнеге барабар болоорун француз физиги М.Ампер аныктаган. Ошондуктан бул - магнит талаасынын ток бар өткөргүчкө аракет эткен күчүн, физикада Ампер күчү деп атайт.

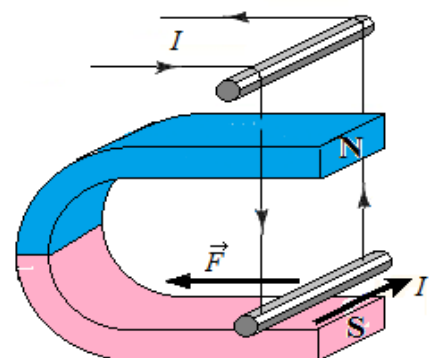
Магнит талаасын сан жагынан сүрөттөө үчүн, магниттик индукция векторунун багытын гана аныктабастан, анын чоңдугун (модулин) да билүү керек. Эң жөнөкөй жол - изилденип жаткан магнит талаасына ток бар өткөргүчтү жайгаштырып, анын кичинекей түз сызыктарына аракет кылган күчтү таап коюу жетиштүү.

Ал үчүн төмөнкүдөй тажрыйба жүргүзөбүз.

Ток бар, кыймылдуу өткөргүчтү така түрүндөгү магниттин юлдарынын ортосунда 1-сүрөттөгүдөй жайгаштыралы. Анда өткөргүч ичкери көздөй тартылат, б.а. ага магнит талаасы тарабына ичкери карай багытталган  $\vec{F}$  күчү аракет этет. Ушул күчтү сезгич динамометр менен ченеп алууга болот.

Ток бар өткөргүч магниттик индукция векторуна перпендикулярдык жайгашкан учурда, бул күч максималдык мааниге ээ болот. Биз ушул максималдык

$F_m$  күчүнүн эмнелерден көз каранды экендигин изилдейли. Себеби биздин максат, магнит талаасынын күчтүк мүнөздөмөсү үчүн алууга мүмкүн болгон чоңдуктагы табият эсептелет.



1-сүрөт

$I$  тог өтүп жаткан ч рдагы  $F_m$  күчүн ченегенден кийин, ток күчүн 2, 3, д. .с. эсеге чоңойтол . Анда  $F_m$  күчүнүн да тиешелүү түрдө 2,3 д. .с. эсеге чоңойгон н көрөбүз. Мындан төмөнкү фактыны ор н алгандыгын көрөбүз: тог бар өткөргүчтүн берилген бөлүгүнө аракет эткен  $F_m$  күчүнүн, өткөргүчтөн өтүп жаткан  $I$  ток күчүнө болгон катышы берилген бир тектүү талаа үчүн бирдей болот.

$I$  тог бар, магнит талаасында т рган бөлүгүнүн з нд г  $\Delta l$  болгон, өткөргүчкө аракет эткен  $F_m$  күчүн ченеп алгандан кийин, өткөргүчтүн магнит талаасында т рган бөлүгүн эки эсеге чоңойтол . Ал үчүн 1-сүрөттөгү магнитке жанаша дагы бир магнит коюп, өткөргүчтүн ошол тарабындагы бөлүгүн зартабыз. Анда  $F_m$  күчүнүн эки эсе чоңойгон н көрөбүз. Демек,  $I$  тог бар өткөргүчтүн бөлүгүнө аракет эткен  $F_m$  күчүнүн, өткөргүчтүн ошол бөлүгүнүн з нд г на болгон катышы берилген бир тектүү талаа үчүн бирдей болот.

Жогор дагы эки фактынын негизинде төмөнкүдөй тыянак келип чыгат: өткөргүчтүн берилген бөлүгүнө аракет эткен  $F_m$  күчүнүн, өткөргүчтүн ошол бөлүгүнүн  $\Delta l$  з нд г менен, андан өткөн  $I$  ток күчүнүнүн көбөйтүндүсүнө болгон катышы, берилген бир тектүү талаа үчүн бирдей болот. Ошонд ктан, ш л катышка барабар болгон чоңд кт магнит талаасынын күчтүк мүнөздөөчүсү үчүн ал га тол к мүмкүн.

Физикада, магнит талаасынын күчтүк мүнөздөмөсү бол н саналган магниттик инд кция вектор н н мод л үчүн ш л катыш алынат:

$$B = \frac{F_m}{I\Delta l} \quad (1)$$

Ушинтип, биз бир тектүү магнит талаасынын инд кция вектор н н багытынын жана мод л н н кандайча аныктала т ргандыгын карадык. Эми анын бирдигин киргизебиз. Ал үчүн (1) форм ласынан пайдаланабыз.

Мейли, тигил же б л бир тектүү магнит талаасына жайгашкан. Уз нд г  $\Delta l = 1_m$  болгон өткөргүчтөн  $I = 1_A$  ток өткөн ч рда ага  $F_m = 1_H$  күч аракет этсин. Анда б л магнит талаасынын инд кция вектор н н мод л

$$B = \frac{1_H}{1_A \cdot 1_m} = 1 \frac{H}{A \cdot m} \text{ болот.}$$

Уш ндай талаанын магниттик инд кция вектор , магниттик инд кция вектор н н бирдиги үчүн алынат. Б л бирдикти физикада югославиялык ок м шт Н.Тесланын (1856-1943) рматына Тесла

(Тл) деп атайт.

## 2. Ампер закону. ол кол эрежес .

Ампер күчүнүн мод л н н максималдык маанисин (1) – форм ладан тапса болот:

$$F_m = B \cdot I \cdot \Delta l \quad (2)$$

Мында,  $B$  - магнит талаасынын индукция векторунун модули ;

$\Delta l$  - өткөргүчтүн магнит талаасында жайгашкан бөлүгүнүн узундугу ;  $I$  - ошол өткөргүчтөн өткөн ток күчү,

$F$  - өткөргүч менен  $\vec{B}$  векторунун ортосундагы бurch  $90^\circ$  ка барабар болгондой жайгаштырылган өткөргүчтүн бөлүгүнө аракет эткен күч.

Ушунчал, Ампер күчүн аныктоо боюнча жүргүзүлгөн тажрыйбалар дагы төмөнкүлөрдү көрсөтөт:

1. Эгерде өткөргүчтүн бөлүгү  $\vec{B}$  векторун бойлото жайгашкан болсо, башкача айтканда ал  $\alpha = 0^\circ$  болгондой жайгашса, ага аракет эткен Ампер күчү нөлгө барабар болот.

2. Эгерде, өткөргүчтүн бөлүгү  $\vec{B}$  вектор менен  $0^\circ < \alpha < 90^\circ$  бurch түзгөндөй жайгашса, ага аракет эткен Ампер күчү 0 дөн чоң,  $F_m$  ден кичине болгон мааниге барабар болот.

Демек, эгерде  $\alpha = 90^\circ$  болсо,  $F_A = F_m$  ал эми  $\alpha = 0^\circ$  болсо  $F_A = 0$  болот.

Эгерде,  $0^\circ < \alpha < 90^\circ$  болсо  $0 < F_A < F_m$  шарты аткарылат. Эми Ампер күчүнүн модули туюнткан (4) - формуласын, ушул фактыларды да камтый тургандай формула жазышыбыз керек. Ал үчүн анын оң тарабына  $\alpha = 0^\circ$  болгондо нөлгө,  $\alpha = 90^\circ$  болгондо 1ге барабар болгон функцияны көбөйтүп жазыларбыз. Мындай функция болуп  $\sin \alpha$  эсептелет.

Ушунчаларды эске алып менен (2) - формуланы төмөнкү түрдө жазабыз:

$$F_A = B \cdot I \cdot \Delta l \sin \alpha \quad (3)$$

Мында,  $B$  - магниттик индукция векторунун модули ;

$\Delta l$  - өткөргүчтүн магнит талаасында жайгашкан бөлүгү ;

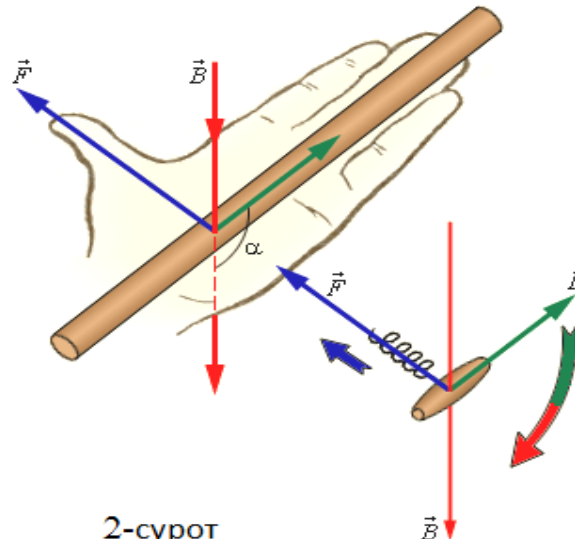
$I$  - ошол өткөргүчтөн өткөн ток күчү ;

$\alpha$  -  $\vec{B}$  вектор менен өткөргүчтүн ортосундагы бurch ;

$F_A$  - магнит талаасынын тартып бар өткөргүчкө аракет эткен күчү, б.а. Ампер күчү.

Демек, Ампер күчү талаанын магнитк индукция векторунун модулу менен, ага жайгашкан тогу бар өткөргүчтөн өткөн ток күчүнүн, ошол өткөргүчтүн бөлүгүнүн узундугунун жана индукция вектору менен өткөргүчтүн бөлүгүнүн ортосундагы бурчтун синусунун көбөйтүндүсүнө барабар болот.

Ампер күчүнүн багытын табуу үчүн сол кол эрежесинен пайдаланышат (2-сүрөт).



2-сүрөт

Эреже: ол колдун алаканын магнитк индукция вектору перпендикуляр багытта көзөп өткөндөй, ал эмсунулган төрт манжанын багыты тогу бар өткөргүчтөгү токту багыты менен дал келгендей кылып жайгаштырсак, анда керелген баш бармактын багыты тогу бар өткөргүчкө аракет кылган күчтүн багытын көрсөтөт.



*Бышыктоочу суроолор.*

- 1 *Магниттик индукция векторунун модулу кандайча аныкталат?*
- 2 *Кайсыл күчтү физикада Ампер күчү деп атайт?*
- 3 *Ампер күчүнүн багыты кандай аныкталат?*
- 4 *Ампер күчүнүн модулу кандай чоңдуктардан көз каранды болот?*

*ема. Магнит талаасынын кыймылдагы заряддалган бөлүкчөгө жасаган аракет .Лоренц күчү.*

*План:*

- 1 *Лоренц күчү жана анын багыты*
- 2 *Бир тектүү магнит талаасындагы заряддалган бөлүкчөлөрдүн кыймылы.*

### *1 Лоренц күчү жана анын багыты*

Голландиялык окумуштуу Г.А.Лоренц (1853-1928) Ампер күчүнүн жашашын төмөнкүчө түшүндүргөн: өткөргүчтөгү электр тогу – бул ошол өткөргүчтөгү заряддалган бөлүкчөлөрдүн, б.а. электрондордун иреттелген кыймылы. Магнит талаасы тогу бар өткөргүчкө, б. а. эркин электрондор иреттүү кыймылда болушкан өткөргүчкө аракет этет. Демек, магнит талаасы өткөргүчтүн өзүнө эмес, андагы иреттүү кыймылга ээ болушкан ар бир электронго аракет этиши керек. Мындай электрондор өткөргүчтө эбегейсиз көп. Ошондуктан магнит талаасынын, тогу түзгөн бардык электрондорго жасалган аракети сезилерлик болот жана бул аракет тогу бар өткөргүчкө жасалгандай болуп көрүнөт.

Ушул мааниде алып караганда. Ампер күчү, магнит талаасынын тогу түзгөн ар бир электронго аракет эткен күчтөрүнүн суммасына барабар болуши керек. Ар бир электронго, б.а. ар бир заряддалган бөлүкчөгө аракет эткен күчтү физикада Лоренц күчү деп атайт,  $F_L$  деп белгилейт.

Демек, Ампер күчү тогу түзүүгө катышкан ар бир заряддалган бөлүкчөгө аракет эткен Лоренц күчтөрүнүн суммасына барабар болуши керек:

$$F_A = \underbrace{F_L + F_L + \dots + F_L}_N = NF_L \quad (1)$$

Мында,  $N$ -тогу түзүүгө катышкан заряддалган бөлүкчөлөрдүн жалпы саны;  $F_L$ -ар бир электронго аракет эткен күч, б.а. Лоренц күчү;  $F_A$ -Ампер күчү.

(1) ден  $F_L$  ди табабыз:

$$F_L = \frac{F_A}{N} \quad (2)$$

Лоренц күчүн заряддалган бөлүкчөлөргө мүнөздүү болгон микропараметрлер аркылуу туюнтуу үчүн, тогу күчүн шундай микропараметрлер аркылуу жазабыз:

$$|I| = |q|nvS \quad (3)$$

Мында,  $|q|$ -заряддалган бөлүкчөнүн заряды;  $n$ - мындай бөлүкчөлөрдүн концентрациясы;  $v$ -алардын иреттелген кыймылынын ылдамдыгы;  $s$ - өткөргүчтүн тарап кесилиш аянты;  $I$ -ток күчү.

(3) н (1) ге коюп, Ампер күчүн төмөнкүчө жазабыз:

$$|F_A| = |q|nvs \cdot \Delta l \cdot B \sin \alpha = |q|n \cdot NB \sin \alpha \quad (4)$$

Мында,  $NS \sin \alpha$ -өткөргүчтүн магнит талаасында тараган  $\Delta l$  бөлүгүндөгү заряддалган бөлүкчөлөрдүн саны. (4) н (2) ге коюп, Лоренц күчүн туюнткан формуланы табабыз:

$$|F_L| = |q|v \cdot B \sin \alpha \quad (5)$$

Мында,  $\alpha$ -заряддалган бөлүкчөнүн ылдамдык вектору менен магниттик индукция вектору ортосундагы бурч.

Лоренц күчүнүн багыты, Ампер күчүнүн багыты сыяктуу эле, сол кол эрежеси боюнча аныкталат.

1) Ал эми бөлүкчөнүн багыты, Ампер күчүнүн багыты сыяктуу эле, сол кол эрежеси боюнча аныкталат.

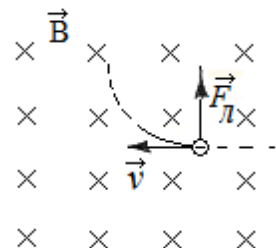
Мейли, бизге магниттик индукция вектору, горизонт боюнча, бизден ары көздөй багытталган бир тектүү талаа берилсин (1-сүрөт). Бөлүкчө талаага оң тараптан  $v$  ылдамдыгына ээ болгон электрон чыгып кирсин. Ушундай электронго аракет эткен Лоренц күчүнүн багытын сол кол эрежесин пайдалануу менен көрсөтүүгө болот (1-сүрөт).

Лоренц күчүнүн аракетин электрон-нр түтүгүнө тарап магниттик же электромагниттик жакындаткандык менен байкоого болот. Аларды жакындатканда электрондук кыймыл, б.а. электрондордун агымынын багытын өзгөргөндүгү экрандан байкалат.

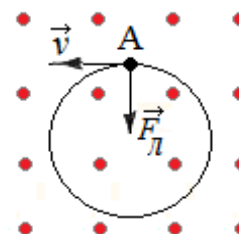
Магнит талаасынын заряддалган бөлүкчөлөргө жасаган аракетин азыркы техникада кеңири колдонулат. Мисалы, телевизордун кинескобунун экранына чыгып келүүчү электрондор, атайын катод шкалардын жардамы менен түзүлгөн магнит талаасынын жардамы менен башкарылат.

2) Бир тектүү магнит талаасындагы заряддалган бөлүкчөлөрдүн кыймылы.

Заряддалган бөлүкчөлөрдүн бир тектүү магнит талаасындагы кыймылына мүнөздүү болгон закончендиктерин талдап, алардын колдонулуштарынын айрым мисалдарына токтолобуз.



1-сүрөт



Мейли, бизге магниттик индукция вектор  $\vec{B}$  2-сүрөт горизонт боюнча, бизди көздөй багытталган бир тектүү магнит талаасы берилсин (2-сүрөт). Анын А чекитине жайгашкан электрондордун баштапкы багытынан,  $\vec{B}$  векторна перпендикуляр жайгашкан,  $\vec{v}$  баштапкы ылдамдыгына ээ болгон электрон чыксын. Ушул электрондун кандай траектория боюнча кыймылдаткандыгын талдайлы.

Бул электронго, анын ылдамдыгына перпендикуляр багытта  $\vec{F}_L$  Лоренц күчү аракет этет. Анын натыйжасында электрондун ошол баштапкы моменттеги ылдамдыгынын багыты өзгөрүлөт. Ушундан кийин да, бул күч электрондун ар бир бакыт моментинтериндеги ылдамдыктарына перпендикуляр багытта таасир эте берет. Ошондуктан анын ылдамдыгынын багыты бир калыпта өзгөрүлөт, ал эми модуль тик калат. Натыйжада электрон радиус  $r$  болгон айлана боюнча,  $v$  ылдамдыгы менен бир калыптагы кыймылга келет жана мындай кыймылдын мыйзамы берет.

Демек, Лоренц күчү бул электронго борборго мыйзам чыгарып берет. Ньютондун экинчи законунун негизинде бул фактыны төмөнкүчө жазса болот:

$$m_e \frac{v^2}{r} = evB$$

Мында,  $m_e$  - электрондун массасы;  $\frac{v^2}{r}$  - анын борборго мыйзам чыгарып берген  $v$ ;  $evB$  - электронго бул ылдамдан берүүчү Лоренц күчү. Бул формуладан айлананын, б.а. электрондун траекториясынын радиусун табабыз:

$$r = \frac{m_e v}{eB} \quad (6)$$

Бул факт бир эле электрон үчүн эмес магнит талаасында кыймылга келген массасы  $m$ , зарядынын модуль  $|q|$  болгон ар кандай заряддалган бөлүкчөлөр үчүн дагы жарамдуу болот. Ошондуктан (6) формуласын жалпы түрдө, төмөнкүчө жазарбыз:

$$r = \frac{mv}{|q|B} \quad (7)$$

Демек, магниттелген индукция вектор  $\vec{B}$  болгон магнит талаасындагы заряддалган бөлүкчөгө, ушул  $\vec{B}$  векторна перпендикуляр багытта, баштапкы  $v$  ылдамдыгы берилген болсо, ал ошол талаада радиус  $r$  болгон айлана боюнча бир калыптагы кыймылга келет.

*Бышыктоочу суроолор.*

1. Лоренц күчүнүн модульнун эмнеге барабар болорун түшүндүргүлө.
2. Лоренц күчүнүн багыты кандайча аныкталат?
3. Бул тектүү магнит талаасындагы заряддалган

бөлүкчөлөрдүн кыймылы кандай?

Тема: Магниттелүү. Магниттердин түрлөрү.

План:

1 Заттардын магниттелүүсү

2. Парамагниттик, диамагниттик жана ферромагниттик заттар.

3 Кюри чек т. Инфографиканын магниттик жазылышы

1. Заттардын магниттелүүсү

Бардык заттар кандайдыр бир даражада магниттик касиетке ээ болшат. Заттардын магниттик касиети  $\mu$  коэффициенти- заттардын магниттик өткөрүмдүүлүгү менен мүнөздөлөт.

Тракт магниттер айрым гана заттардан даярдалат. Ал эми бардык заттар магнит талаасында магниттелишет, б.а. ал заттардын өздөрү магнит талаасын пайда кылышат. Ушуга байланыштуу заттар бир чөйрөдөгү магниттик индукция вектор  $H$ , вакуумдагы магниттик индукция вектор  $B$  нан айырмаланат болот.

Айрым заттар тышкы талаа аркылуу магниттелгенде аны күчөтөт, ал эми айрымдары ал талааны начарлатат. Ар кандай заттардын магниттик касиеттери изилденип, алардын магниттик өткөрүмдүүлүгү ар башка болорлорго, б.а. вакуумдун өткөргүчтүүлүгүнөн  $\mu = 1$  чоң да, кичине да болорлорго далилденген.

2 Парамагниттик, диамагниттик жана ферромагниттик заттар

Заттар магниттик өткөрүмдүүлүктөрү боюнча парамагниттик, диамагниттик жана ферромагниттик болуп айырмаланышат.

Магниттик өткөрүмдүүлүгү вакуумдунан бир аз жогорурак ( $\mu > 1$ ) болгон заттар парамагниттик заттар деп аталышат. Аларга алюминий, платина, натрий, хром, марганец, темир тздарынын эритмеси, кычкылтек, аба ж.б. кирет. Мисалга платина үчүн  $\mu = 1,000253$  болсо, алюминийдин магниттик өткөрүмдүүлүгү  $\mu = 1,000023$ .

Эгер алюминийден жасалган таякчаны жипке илип, аны күчтүү магниттин юлдарынын ортосунан киргизсек (1-сүрөт, а), анда ал таякча өзүн боюнча талаанын күч сызыктарына жарыш жайланышат. Бардык эле парамагниттик заттар магниттик талаада ошундай абалды ээлейт.

Магнит талаасына киргенде өздөрүндөгү магниттик эсебинен таякчанын чтарындагы магнит талаасын бир аз күчөтүп жиберешет.

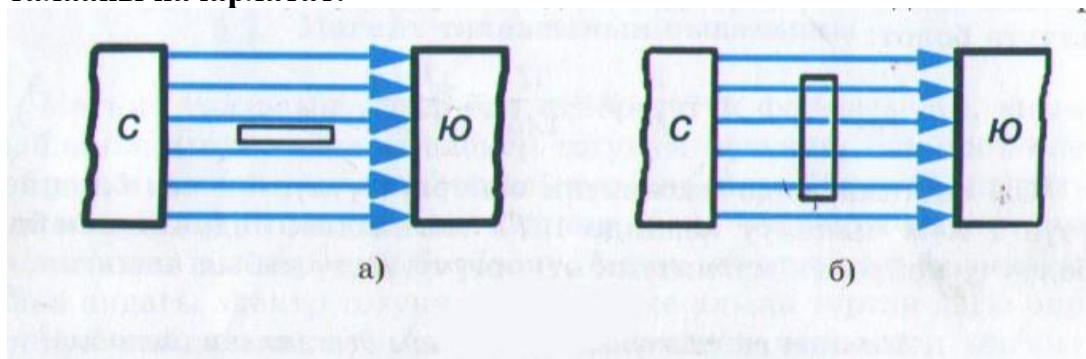
Парамагниттик заттар үчүн магниттик өткөрүмдүүлүктүн ( $\mu$ ) бирден анча чоң эмес айырмаланышы мындай заттардын өтө начар магниттелеттигиндигин көргөзөт.

Магниттик өткөрүмдүүлүгү вакуумдунан кичине ( $\mu > 1$ ) болгон заттар диамагниттик заттар деп аталышат. Аларга висмут, сурьма, коргошун, күмүш, жез, алтын, сурь, аргон, гелий, неон, криптон, ксенон, бардык органикалык заттар, мисалы кант, крахмал ж.б. кирет. Күмүш үчүн  $\mu = 0,999981$  болсо, сурь  $\mu = 0,999991$ ге барабар.

Эгер жезден жасалган таякчаны жипке илип, аны күчтүү магниттик талаасына койсок, анда ал күч сызыктарына перпендикуляр абалды ээлейт (1-сүрөт, б). Таякчанын чтары магниттин юлдары тарабынан

түртүлүүгө д шар бол шат. Магнит талаасына жайланышкан диамагниттик заттар өздөрүнөн чтарынын айланасында ал таланы бир аз начарлатып жиберет. Диамагниттик заттын ичиндеги магнит талаасы сыртындагыга Караганда бир кыйла начар болот.

Тышкы магнит талаасы диамагнетиктин атомдор н н электрондор на таасир этүү менен, алардын бир катарынын кыймыл багытын өзгөртөт. Ошон менен бирге электрондорд н каршылыгына д шар болот. Жыйынтыгында диамагнетик бир аз магниттелет, бирок анын талаасы тышкы магнит талаасына карама-каршы диамагнетик жайгашкан тышкы талааны начарлатат.



1- сүрөт

Ферромагниттик деп магниттик өткөрүмдүүлүгү вак мд к нан бир кыйла чоң ( $\mu \gg 1$ ) болгон заттар аталышат (мындай заттар ферромагнетиктер деп аталышат). Аларга темир, чоюн, болот, никель ( $\mu = 100$ ), бир катар магниттик кош лмалар ж.б. кирет. Эгер жипке илинген темир таякчаны магнит юлдарынын ортос на жайгаштырсак, анда ал таякча талаанын күч сызыктарына з н нан эайгашат. Бардык эле ферромагнетиктер магнит талаасында ш ндай абалды ээлейт.

Ферромагнетиктер магнит талаасында магниттелип, өзүндө пайда болгон магниттин эсебинен ал ал талааны күчөтөт. Ферромагнетиктердин магниттик инд кциясы парамагнетиктердикине караганда бир нече эсе чоң болот. Ошого байланышт күчтүү магнит талаасы керектелүүчү жерлерде ферромагнетиктер колдон лат.

Жаратылышта ферромагнетиктер анча көп кездешпесе да, алар бир кыйла практикалык мааниге ээ. Кат шкадагы темир же болот өзөкчөсү кат шкадагы токт чоңойтпой ал пайда кылган магнит талаасын бир канча эсеге күчөтөт. Б л болсо электр энергиясын экономдоого алып келет Трансформаторлорд н, генераторлорд н, электр кыймылдаткычтарынын өзөкчөлөрү ферромагнетиктерден даярдалат.

Тышкы магнит талаасы алынып салынганда да ферромагнетик магниттелген боюнча калат, б.а. айлана чөйрө магнит талаасын түзөт. Тышкы магнит талаасы айланып салынганда элементардык токторд н белгилүү бир багытка келип калган агымы токтолбойт. Уш га байланышт т ракт магниттер пайда болот.

Т ракт магниттер электр өлчөөчү приборлордо, үндү күчөтүп чыгар да, телефондордо, үн жаз ч аппараттарда, магниттик компастарда ж.б. кеңири колдон лат.

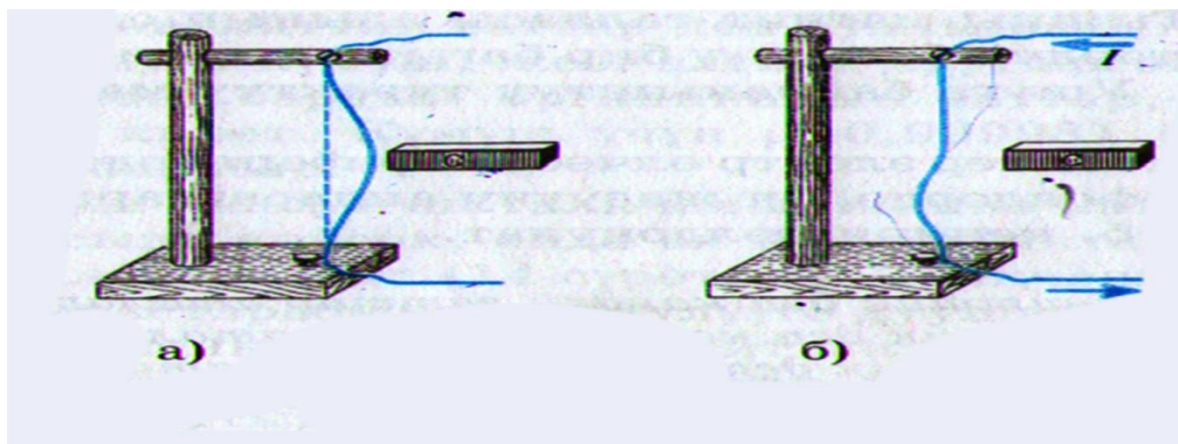
### 3. Кюр чек т . Информац янын магн тт к жазылышы



Ферромагнетиктердин магниттик касиеттери температурга көз каранды болот. Ферромагнетиктерди ысытканда молекулаларынын иреттүү жайланышы бөлүнөт, алар иретсиз баш аламан кыймылга өтө башташат. Ушунга байланыштуу ысытканда ферромагнетиктердин магниттик өткөрүмдүүлүгү азая берет. Эгер ферромагнетиктин температурасын жогорулата берсек, анда анын молекулаларынын иреттүү жайланыштары таптакыр жоголот, молекулалар жалаң гана баш аламан кыймылга келген момент пайда болот. Бул учурда ферромагнетик баштапкы магниттик касиетин жоготуп парамагнетикке өтүп кетет да, андан ары температурасын жогорулата берсек деле парамагниттик боюнча кала берет. Ферромагнетиктин парамагнетикке мындай өтүп кетиши, ар бир зат үчүн Кюри чекити деп аталып белгилүү бир температурада гана кескин (скачком) болот. Мисалы, темир үчүн Кюри чекити  $770^{\circ}\text{C}$ , никель үчүн  $360^{\circ}\text{C}$ , кобальт үчүн  $1140^{\circ}\text{C}$ . Кюри чекити  $100^{\circ}\text{C}$  дан кичине болгон ферромагнетиктин кошумчалары да болот.

Ферромагнетиктин парамагнетикке айланышы төмөнкү тажрыйбадан байкаса болот. Темир зымды бош раак тартып тик абалында эки чырагга бекитип коёбуз. Ал зымга ток жок кезинде магнитти алып келебиз. Анда зым магнитке тартылат (2-сүрөт, а). Эми зым боюнча ток өткөрөбүз да, ал токту лампанын акырындап жогорулата беребиз. Зым лампадан-лампа ысып берет. Анын температурасы Кюри чекитинен өткөндө ал зым парамагнетикке айланып, магнитке тартылбай калат. (2-сүрөт, б)

Токту токтотуп койсок зым муздай баштайт. Качан зымдын температурасы Кюри чекитинен төмөн түшкөндө ал зым кайрадан ферромагнетикке айланат. Ферромагнетик менен магнит талаасын күчтүү техникада кеңири колдонулат.



2-сүрөт

Ферромагнетиктердин магниттик жазылышы. Ферромагнетиктерден магниттик тасмалар жана магниттик жана пленкалар даярдалат. Магниттик тасмалар магнитофондордо үн жазууда жана видеомагнитофондордо видео жазуу үчүн кеңири колдонулат. Тасмага үндү жазуу электр-магниттик талаанын жардамы менен жүргүзүлөт. Тасма магниттин чырагга жакын аралыкта кыймылда болгондо пленканын ар кайсы бөлүктөрү магниттелет. Үндү кайра чыгарууда тескери процесс байкалат: магниттелген тасма магниттин чырагында электрдик сигналдарды пайда кылат. Ал күчөтүлгөндөн кийин микрофондун динамигине келип түшөт.

Магниттик ж к пленкалар калыңдыгы 0,03 төн 10 мкм чейинки калыңдыктагы ферромагнеттик материалдардан жасалган катмардан т рат. Алар электронд к эсептөө машиналарынын сактап кал ч түзүлүштөрүндө колдон лат.

Магниттик пленкалар информацияларды жазып ал , аны сактоо жана кайрадан жандырып ал үчүн пайдаланылат. Алар ж к алюминий дискасына же барабанга жабыштырылат. Информациялар кадимки магнитофондог дай эле жазылып алынат жана кайрадан жандырылат.

*Бышыктоочу суроолор.*

- 1 *Парамагн тт к деп кандай заттар аталат?*
- 2 *Д амагн тт к деп кандай заттар аталат?*
- 3 *Ферромагн тт к деп кандай заттар аталат? Ферромагн ттер кайда колдонулат.?*
- 4 *Кюр чек т деген эмне?*
- 5 *Ферромагнет к кандай шартта парамагнет кке өтүп кетет?*

Тема.Электромагниттик инд кция к б л ш .

*План:*

- 1 *Фарадейд н тажрыйбасы. Ленцт н эрежес . Индуц ялык ЭКК.*
- 2 *Өздүк жана өз ара ндуц я*

Биз бакыттын өтүшү менен өзгөрбөгөн электр жана магнит талааларын карадык. Электр талаасы электр заряддары, ал эми магнит талаасы кыймылдагы заряддар б.а. электр тог тарабынан түзүлөт.

Өзгөрмөлүү магнит талаасы өзгөрмөлүү электр талаасын, ал эми өзгөрмөлүү электр талаасы өзгхрмөлүү магнит талаасын пайда кылат.

*1 Фарадейд н тажрыйбасы.*

Бизге белгилүү болгондой электр тог өзүнүн айланасында магнит талаасын пайда кылат. Эгерде электр тог магнит талаасын пайда кылса, анда магнит талаасынын жардамында электр тог н ал га болоб деген маселе т лат.

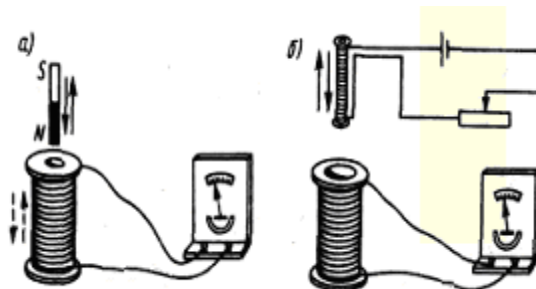
Уш л меселени чечүү үчүн 1831-жылы Фарадей төмөндөкүдөй тажрыйбаларды жүргүзгөн:

1.Конт рд (кат шканы) гальванометрге т таштырып, ага магнит талаасын (магнитти) жакындатат (1а-сүрөт). Б л ч рда т ракт магнит кыймылда болгон кезде гальванометр өткөргүч аркыл (боюнча) токт н

пайда болгон н көрсөтөт. Эгерде магниттин кыймылын токтотсок, анда гальванометрдин көрсөткүчү да нөлгө барабар болот б.а. өткөргүч боюнча ток жүрбөйт. Ошондой эле өткөргүчтө пайда болгон токт н багыты, конт рга киргизилген магниттин кыймыл багытына көз каранды.

2. Конт р аркыл ток өткөрүп ал конт рд гальванометр т таштырылган конт рга жакындаткан же алыстаткан ч рда да токт н пайда болгон байкалат (16-сүрөт).

3. Эгерде тог бар конт рд жана гальванометр менен т таштырылган конт рд бири-бирине тийгизип койсок, б л ч рда гальванометрдин көрсөткүчү нөлгө барабар болот. Бирок конт рга металлдан жасалган өзөктү киргизсек анда гальванометр токт көрсөтөт. Мында да өзөкчө кыймылдаган ч рда ток пайда болот.



1-сүрөт

4. Эгерде тог бар өткөргүчтү экинчи конт рд н жанына жакындатып кыймылдатпай койсок, анда гальванометр токт көрсөтпөйт. Бирок тог бар өткөргүчтөгү токт н маанисин өзгөртсөк, анда гальванометр токт н пайда болгон н көрсөтөт.

Б л тажрыйбалардан төмөндөкүдөй жыйынтык чыгар га болот: Ар кандай ток өткөрүүчү конт рд кесип өткөн магнит агымы өзгөрсө, анда ал ток өткөрүүчү конт рда электр тог пайда болот, б.а. магнит талаасы дагы электр тог н пайда кыла алат. Пайда болгон токт *индукциялык ток* деп атайбыз, ал эми к б л шт н өзүн *электромагниттик индукция кубулушу* деп айтабыз

Электромагниттик индукция закон (Фарадейдин закон ) төмөнкүдөй көрүнүшкө ээ:

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (1)$$

Мында,  $\varepsilon$  - конт рда пайда болгон индукциялык электр кыймылдаткыч күчү (ЭКК);  $\Phi$  - конт рд кесип өткөн магнит агымы, ( $\Phi = B \cdot S$ ), СИ системасында вебер (Вб) менен өлчөнөт;  $\frac{d\Phi}{dt}$  - магнит агымынын өзгөрүү тездиги; «-» - белгиси индукциялык токт н багытынын магниттик агымдын өзгөрүү багытынан көз каранды экендигин билдирет.

Мына ошентип индукциялык ЭКК өзүн пайда кылган себептерге дайыма тоскоол болгондой багытталат. Б л Ленцтин эрежеси болуп эсептелет.

Формулага карап Фарадейдин законна төмөнкүдөй аныктама беребиз: *Контурда пайда болуучу индукциялык электр кыймылдаткыч күчү, контурдун ээлеген аянтын кесип өтүүчү магниттик агымдын өзгөрүү тездигине түз пропорциялаш.*

Индукциялык ЭКК конт рд кесип өткөн магниттик агым өзгөрсө гана пайда болот. Эгер конт рд кесип өткөн магнит агымы өзгөрүүсүз болсо, анда ЭКК пайда болбойт.

## 2 Өздүк жана өз ара индукция.

Конт рд кесип өтүүчү магнит талаасы сырттан келеби же ошол конт рд н өзүндө пайда бол ш на жараша электромагниттик индукция өздүк жана өз ара индукция болуп бөлүнөт.

**Өздүк индукция.** Өзгөрмөлүү ток өткөн конт рд карайлы. Конт р аркыл ток өткөндө анын айланасында пайда болгон магнит талаасы, конт рд н өз оромдор н кесип өтүп магнит агымын түзөт.

Бул магнит агымы ал аркыл өткөн токко түз пропорциялаш

$$\Phi = LI \quad (2)$$

Мында L-конт рд н индуктивтүүлүгү жана төмөндөкүгө барабар:

$$L = \mu_0 \mu \frac{n^2 s}{l} \quad (3)$$

Ал эми конт рда пайда болгон ЭКК төмөндөкүгө барабар:

$$\varepsilon_0 = -\frac{d\Phi}{dt} = -L \frac{dI}{dt} \quad (4)$$

Мындан биз өздүк ЭКК өткөргүч аркыл өтүп жаткан токт н өзгөрүү ылдамдыгына жана өткөргүчтүн өзүнүн сапатынан көз каранды болгон индуктивдүүлүккө (L) түз пропорциялаш экендигин көрөбүз. Индуктивдүүлүк СИ системасында Генри (Гн) менен өлчөнөт. Өткөргүчтөгү ток 1 секундда 1 амперге өзгөргөндө пайда болгон ЭКК 1 вольт болгондог индуктивдүүлүктү 1 Генри деп атайбыз.

$$1 \text{ Гн} = 1 \frac{\text{В} \cdot \text{сек}}{\text{А}} = 10^9 \text{ см}^{-1} \quad (5)$$

**Өз ара индукция.** Эки конт рд алып, биринчи конт рд ток булагына экинчисин гальванометрге таштыралы (2-сүрөт).

Биринчи конт р аркыл  $I_1$  ток өткөндө анын айланасында магнит талаасы пайда болот. Бул магнит талаасынын күч сызыктары (B) экинчи конт рд кесип өтүп  $\Phi_2$  магнит агымын түзөт. Эгерде  $I_1$  ток н эки эсе көбөйтсөк  $\Phi_2$  магнит агымы да эки эсе чоңоёт б.а. бул магнит агымы  $I_1$  ток на түз пропорциялаш.

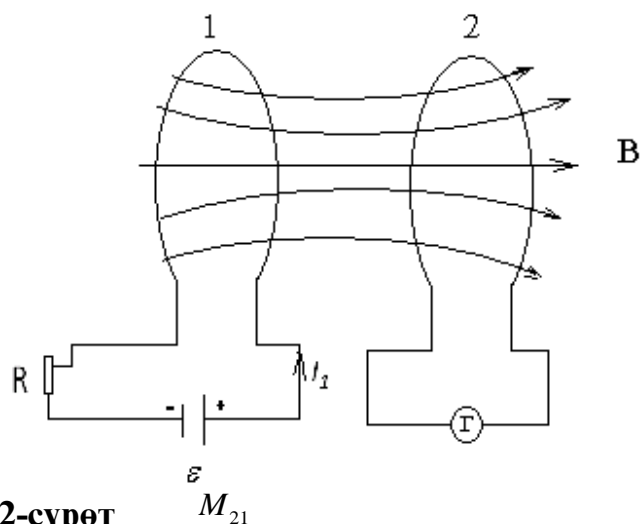
$$\Phi_{21} = k' M_{21} I_1 \quad (6)$$

Мында  $k'$  -пропорциялык коэффициент

конт рдагы токт н түзгөн магнит талаасынын биринчи конт рга түзгөн магнит агымы төмөндөкүгө барабар.

$$\Phi_{12} = k' M_{12} I_2 \quad (7)$$

Эгерде бул конт рлардын өз ара ээлеген ордлары жана калптары өзгөрбөсө өз ара индуктивтүүлүк коэффициенттери бири-бирине барабар болот жана өз ара индуктивтүүлүк коэффициенти деп аталат.  $M_{12} = M_{21} = M$



Биринчи конт р аркыл өткөн токт R каршылыгынын жардамы менен өзгөртсөк, экинчи конт рдагы магнит агымы да өзгөрүп ЭКК пайда болот.

$$\varepsilon_2 = -\frac{d\Phi_{21}}{dt} = -\frac{d(MI_1)}{dt} = -M \frac{dI_1}{dt} \quad (8)$$

Демек экинчи конт рда пайда болгон ЭКК биринчи конт рдагы токт н өзгөрүү ылдамдыгына  $\frac{dI_1}{dt}$  түз пропорциялаш болот.

Өз ара индуктивдүүлүк коэффициенттери төмөндөкүгө барабар

$$M = \mu_0 \mu \frac{n_1 n_2}{l} S \quad (9)$$

Жогорк форм лалардан өз ара индукция к б л ш н н негизинде, бир конт рдагы пайда болгон ЭКК чоңд г ага жанаша жаткан конт р аркыл өткөн токт н өзгөрүү ылдамдыгына түз пропорциялаш жана конт рлардын өз ара индуктивдүүлүгүнөн көз каранды экендиги көрүнөт. Өз ара индуктивдүүлүк коэффициенттери  $M_{12}, M_{21}$  конт рлардын өлчөмүнөн, формасынан, алардын өз ара жайланыш абалынан жана чөйрөнүн магниттик өткөрүмдүүлүгүнөн көз каранды

*Бышыктоочу суроолор.*

- 6 Электромагниттик индукция кубулушу деп кандай кубулушту айтабыз?
- 7 Фарадейдин тажрыйбасы эмнен б лд рет?
- 8 Ленцтин эрежеси эмнен б лд рет? Индукциялык ЭКК кандайча пайда болот?
- 9 Өздүк жана өз ара индукциялар эмнес менен айырмаланат?

**Тема. Ампер закон . Лоренц күчү боюнча маселелер.**

1. Бир тектүү магнит талаасында, анын индукция сызыктарына перпендикулярдык жерде  $z$  нд  $g$   $10\text{ см}$  болгон түз өткөргүч жайгашкан. Өткөргүчтөгү токт н күчү  $10\text{ А}$ . Эгерде магнит талаасын өткөргүчкө  $20\text{ мН}$  күч менен таасир этсе, анда магнит талаасынын индукциясын тапкыла.

Берилди:

$$l = 10\text{ см}$$

$$I = 10\text{ А}$$

$$F = 20 \cdot 10^{-3}\text{ Н}$$

$$B = ?$$

Чыгарылышы:

$$F = IlB \sin \alpha$$

$$F = IlB$$

$$B = \frac{F}{Il} = 20\text{ мТл}$$

2. Магнит индукциясынын күч сызыктарына перпендикулярдык жерде жайгашкан тог бар өткөргүчкө  $0,75\text{ мН}$  күч таасир этет. Өткөргүчтөгү токт н күчү  $0,5\text{ А}$ . Эгерде магнит талаасынын индукциясы  $30\text{ мТл}$  болсо, анда өткөргүчтүн  $z$  нд  $g$  н тапкыла.



Берилди:

$$B = 30 \cdot 10^{-3} \text{ Тл}$$

$$I = 0,5 \text{ А}$$

$$F = 0,75 \cdot 10^{-3} \text{ Н}$$

$l - ?$

Чыгарылышы:

$$F = IlB$$

$$l = \frac{F}{BI} = 5 \text{ см}$$

3. Индукциясы  $0,1 \text{ Тл}$  болгон бир тектүү магнит талаасында  $z$  инд г  $10 \text{ см}$  түз өткөргүч жайгашкан. Өткөргүч аркылы ток күчү  $2 \text{ А}$  ток өтөт. Эгер өткөргүчтү индукция сызыктарына перпендик лярд багытта жылдырса,  $2 \text{ мДж}$  ж м ш аткарылат. Анда өткөргүч кандай аралыкка жылды?

Берилди:

$$B = 0,1 \text{ Тл}$$

$$l = 10 \text{ см}$$

$$I = 2 \text{ А}$$

$$A = 2 \text{ мДж} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ Дж}$$

$S - ?$

Чыгарылышы:

$$F = IlB$$

$$A = FS; S = \frac{A}{F}$$

$$S = \frac{A}{IBl}$$

Лоренц күчү

1. Индукциясы  $10^{-2} \text{ Тл}$  га барабар болгон бир тектүү магнит талаасына, анын күч сызыктарына перпендик лярд багытта электрон ч п кирип, айлана боюнча кыймылдап калды. Эгерде электрондун ылдамдыгын  $10^5 \text{ м/с}$  га чоңойтсок, анда электрон кыймылда болгон айлананын радиус канчага өзгөрөт?

Берилди:

$$B = 10^{-2} \text{ Тл}$$

$$v = 10^5 \text{ м/с}$$

$R - ?$

Чыгарылышы:

$$v = \frac{qBR}{m}$$

$$R = \frac{mv}{qB}$$

$$R = 57 \cdot 10^{-6} \text{ м} = 57 \text{ мкм}$$

2. Индукциясы  $10^{-2} \text{ Тл}$  га барабар болгон бир тектүү магнит талаасына, анын күч сызыктарына перпендик лярд багытта электрон ч п кирип, айлана боюнча кыймылдап калды. Электрон кыймылда болгон айлананын радиусун  $57 \text{ мкм}$  ге чоңойтүш үчүн электрондун ылдамдыгын канчага өзгөртүү зарыл?

Берилди:

Чыгарылышы:

$$\begin{array}{l}
 B = 10^{-2} \text{ Тл} \\
 \Delta R = 57 \cdot 10^{-6} \text{ м} \\
 \hline
 \mathcal{G} - ?
 \end{array}
 \quad
 \begin{array}{l}
 \mathcal{G} = \frac{qBR}{m} \\
 R_2 = R_1 + 57 \cdot 10^{-6} \text{ м} \\
 \mathcal{G} = \frac{lB(R_1 + 57 \cdot 10^{-6} \text{ м})}{m} - \frac{lBR}{m} = 10^5 \text{ м/с}
 \end{array}$$

3. Кыймыл саны  $10^{-19} \text{ кг м/с}$  га барабар болгон протон бир тектүү магнит талаасына чп кирип айлана боюнча кыймылдап калды. Магнит талаасынын инерциясы  $0,1 \text{ Тл}$  га барабар. Магнит талаасынын протонго аракет эткен күчү канча? Жооб н пН менен бергиле.

<p><b>Берилди:</b></p> $P = 10^{-19} \text{ кг м/с}$ $B = 0,1 \text{ Тл}$ $m = 1,7 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$ <hr/> $F - ?$	<p><b>Чыгарылышы:</b></p> $F = \frac{mq^2}{R}; R = \frac{m\mathcal{G}}{q_0B}; P = m\mathcal{G}; R = \frac{qm}{lB}$ $\mathcal{G} = \frac{P}{m}; F = \frac{P}{m} qB$ $F = \frac{10^{-19} \text{ кг м/с} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \cdot 0,1 \text{ Тл}}{1,7 \cdot 10^{-27} \text{ кг}} =$ $= 0,96 \cdot 10^{-12} \text{ Н} = 1 \text{ пН}$
---	--

1. Ылдамдыгы  $8 \cdot 10^5 \text{ м/с}$  болгон протон бир тектүү магнит талаасына жана анын индукция сызыктарына перпендикляр багытта чп кирип, айлана боюнча кыймылдап калды. Магнит талаасынын индукциясы  $0,1 \text{ Тл}$  га барабар. Айлананын радиусун тапкыла? Жооб н см менен бергиле.

<p><b>Берилди:</b></p> $\mathcal{G} = 8 \cdot 10^5 \text{ м/с}$ $B = 0,1 \text{ Тл}$ <hr/> $R - ?$	<p><b>Чыгарылышы:</b></p> $\mathcal{G} = \frac{lBR}{m}$ $R = \frac{m\mathcal{G}}{lB}$ $R = 8 \text{ см}$
--	--

4. Индукциясы  $0,01 \text{ Тл}$  болгон бир тектүү магнит талаасында электрон радиусу  $10 \text{ см}$  ге барабар болгон айлана боюнча кыймылдайт. Бул электрондун кинетикалык энергиясын тапкыла.

<p><b>Берилди:</b></p> $R = 10 \text{ см} = 0,1 \text{ м}$ $B = 0,01 \text{ Тл}$ <hr/> $E_k - ?$	
--	--

**Чыгарылышы:**

$$E_k = \frac{mq^2}{2}; q = \frac{lBR}{m}$$

$$R = \frac{mq}{lB}; E_k = \frac{m(\frac{lBR}{m})^2}{2}$$

$$E_k = \frac{9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг} \cdot \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \cdot 0,01 \text{ Тл} \cdot 0,1}{9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}}}{2} = 14 \cdot 10^{-15} \text{ Дж}$$

9. Импульс  $1,7 \cdot 10^{-21} \text{ кг} \cdot \text{м/с}$  га барабар болгон протон бир тектүү магнит талаасына чп кирип, айлана боюнча кыймылдап калды. Бул протондун кинетикалык энергиясын тапкыла.

Берилди:

$$P = 1,7 \cdot 10^{-21} \text{ кг} \cdot \text{м/с}$$

$$m_p = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$$

$$E_k = ?$$

Чыгарылышы:

$$P = mq; q = \frac{P}{m};$$

$$E_k = \frac{mq^2}{2} = \frac{m(\frac{P}{m})^2}{2};$$

$$E_k = \frac{P^2}{2m} = 8,6 \cdot 10^{-16} \text{ Дж}$$

**Тема: Механикалык термелүү процесстери жана алардын мүнөздөөчүлөрү.**

- 1 Механикалык термелүүлөр. Эркин жана аргасыз термелүүлөр.
- 2 Гармоникалык термелүүлөр жана алардын мүнөздөөчүлөрү.
- 3 Аргасыз термелүүлөр жана алардын дифференциалдык теңдемеси.
- 4 Резонанс жана анын колдонулушу.

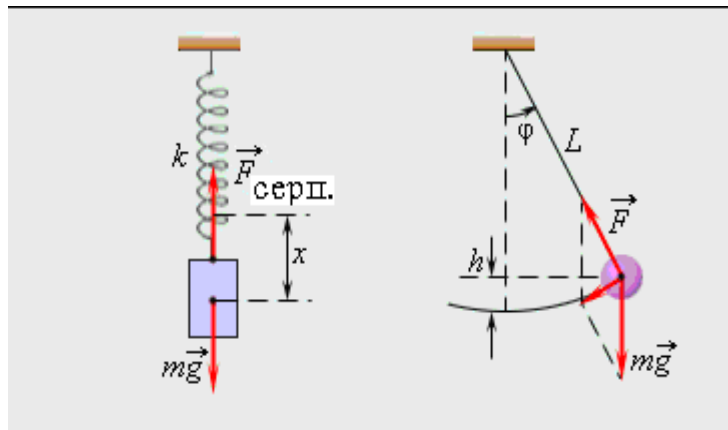
**Механикалык термелүүлөр. Эркин жана аргасыз термелүүлөр.** Жаратылышта алгачында жана айлан кыймылынан башка да бир кыйла татаалыраак кыймыл кездешет. Бул кыймыл термелүү кыймылы болуп эсептелет. Термелүү кыймылына мисал катары сааттын маятникнин термелүүсүн, селкинчектин термелүүсүн, жүрөктүн согушун ж.б. келтирүүгө болот. Бул мисалдардын жалпылык жагы - кыймылдын кайталангыч жана термелип жаткан системанын тең салмактуулугуна болот.

Демек, термелүү кыймылынын мүнөздүү белгиси болуп, кыймылдын кайталангыч жана системанын тең салмактуулугуна бар экендиги эсептелет. Тигил же бул даражада мезгил - мезгили менен кайталанган процесс термелүү деп аталат.

*Механ калык термелүү деп* механикалык кыймылды мүнөздөөчү физикалык чоңдуктардын мезгилдүү өзгөрүшүн айтабыз (ылдамдык, цикл, кинетикалык жана потенциалдык энергия, ж.б)

Термелүүчү системанын эң жөнөкөй мисалы болуп жинага илинген жүк же математикалык маятник эсептелет. Алар төмөндөгү 1-сүрөттө көрсөтүлгөн.

Системаны термелүү кыймылына келтирүү жолдор боюнча термелүүнү *эркин*, *аргасыз*, *өчүүчү* деп бөлүшөт. Тең салмактуулук абалынан чыгарылгандан кийин, система сырткы күчтүн аракетинсиз термелсе, мындай термелүү *эркин*, тескерисинче, сырткы күчтүн аракети менен термелүү кыймылга келсе *аргасыз термелүү* деп аталат. Пружинадагы жүктүн же математикалык маятниктин термелүүсү эркин термелүү болуп саналат.



1-сүрөт

*Гармон калык термелүүлөр жана алардын мүнөздөөчүлөрү.*

Термелүү татаал процесс болгондуктан аны окшатып үйрөнүүнү термелүүнүн эң жөнөкөй түрү болгон *гармон калык термелүүдөн* баштайбыз. Мисал үчүн жипке илинген шарикти алалы. Жиптин жана шариктин өлчөмүн эске албайбыз. Бул система физикада математикалык маятник деп аталат.

Математикалык маятникти тең салмактуулук абалынан чыгарып кое берсек  $mg \neq F$  болуп,  $F + mg = T$  сымалынан тарткан баштапкы абалына көздөй багытталган күч пайда болот. Ушул күч квазисерпилгичтүү күч деп аталат.

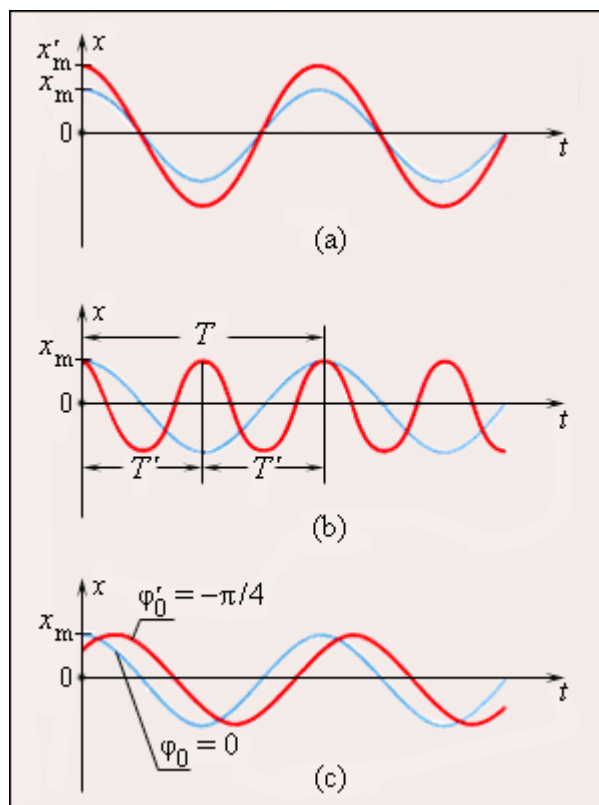
Ал эми мындай термелүүнүн теңдемеси

$$x = x_m \sin(\omega t + \varphi_0) \quad (1)$$

көрүнүшүндө болот. Мында,  $x$  - жылыш аралыгы,  $x_m$  - термелүүнүн амплитудасы (эскертүү: көпчүлүк китептерде термелүүнүн амплитудасы  $A$  тамгасы менен берилет),  $\omega t + \varphi_0$  - термелүүнүн фазасы,  $\varphi_0$  - баштапкы фаза.

Демек, термелүүнүн мүнөздөөчү параметрлер бакыттын өтүшү менен косинус же синус закон боюнча өзгөрөт. Мындай термелүү *гармон калык термелүү* деп аталат. Ал эми (1)- теңдеме гармоникалык термелүүнүн теңдемеси болот.

(1)- теңдеменин графигин чийүү менен ал теңдемедеги чоңдуктарга мүнөздөмө берели (2-сүрөт).



2-сүрөт.

2-сүрөттө көрсөтүлгөн графиктердеги жана теңдемедеги  $x_m$  - термелүүнүн тең салмактык абалынан эң чоң четтөө аралыгы, термелүүнүн амплитудасы деп аталат.

$\omega t + \varphi_0$  - термелүүнүн фазасы деп аталат жана ал бакыттын берилген моментинен кийинки моментте, термелүүчү чекиттин абалы кандай багытта өзгөрүшүн мүнөздөйт.

$\varphi_0$  - баштапкы фаза деп аталат, ал бакыттын баштапкы моментиндеги термелүүчү чекиттин абалын мүнөздөйт.

синус ( $\sin$ ) мезгилдүү функция жана мезгили  $2\pi$  ге барабар болгондуктан, гармоникалык термелүүгө келген системанын түрдүү абалдары

$T = \frac{2\pi}{\omega}$  (2) бакытысынын ичинде кайталанат. (2) - термелүү мезгили деп

аталат. (2) - формуладагы  $\omega = \frac{2\pi}{T}$  (3) - циклдик жыштык,

ал эми  $2\pi$  секунд ичиндеги термелүүнүн санын көрсөтөт.

Ал эми бирдик бакыт ичиндеги термелүүлөрдүн саны термелүүнүн

жыштыгы деп аталат  $\nu = \frac{n}{t}$  (4).

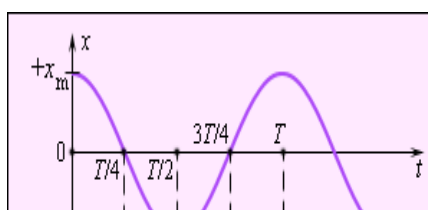
Термелүү кыймылына келген телонун ылдамдыгын табалы: Бизде,

$\vartheta = \frac{dx}{dt}$  экендиги белгилүү. Анда жылыш аралыгынан бакыт боюнча

танды алсак:

$$\vartheta = x_m \omega \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (5)$$

Ылдамдан сынтасак:



$$a = \frac{d^2 x}{dt^2} = -\omega^2 x_m \sin(\omega t + \varphi_0) \quad (6)$$

Төмөндөгү 3-сүрөттө гармоникалык термелүүгө келген телон н координатасынын, ылдамдыгынын жана ылдамдан с н н бакыттан көз карандылык графиги көрсөтүлгөн. Мында  $T/4, T/2, 3T/2$ - термелүүнүн мезгилдери.

Телон ылдамдан га алып келген күч, ал Ньютонд н  $F = ma$  закон боюнча аныкталат. Б л теңдемеге (6)- ны койсок:

$$F = -m\omega^2 x_m \sin(\omega t + \varphi_0) \quad (7)$$

же

$$F = -m\omega^2 x \quad (8)$$

экендиги келип чыгат.

Демек телон гармоникалык термелүүгө алып келүүчү күч дайыма жылыш аралыгы  $x$  ка пропорционалд бол п, тен салмакт л к абалын көздөй багытталат.

Аргасыз термелүүлөр жана алардын д фференц алдык теңдемес . Сырткы мезгилдүү күчтүн таасири астында пайда бол ч термелүү аргасыз термелүү деп аталат.

Сырткы күч оң ж м ш аткарып, термелүүчү системага келүүчү энергияны камсыз кылат. Ал сүрүлүү күчү аракет этсе да, термелүүнүн өчүүсүнө жол бербейт. Мезгилдүү сырткы күч бакыттын өтүшү менен ар түрдүү закон боюнча өзгөрөт. Сырткы күч гармоникалык закон боюнча өзгөрүп  $\omega$  жыштыгы менен термелүүчү системага аракет эткендиктен, кандайдыр бир  $\omega_0$  жыштыгында эркин термелүү жасаганга мүмкүнчүлүк бергендиги өзгөчө кызыг н пайда кылат.

Эгерде эркин термелүү системанын параметрлери аркыл аныктал ч  $\omega_0$  жыштыгында пайда болсо, анда пайда болгон аргасыз термелүү ар дайым  $\omega$  жыштыгындагы сырткы күч тарабынан пайда болот. Термелүүчү системага сырткы күч аракет эткенден кийин аргасыз термелүү бол ш үчүн кандайдыр бир  $\Delta t$  бакыт керек. Чонд ктардын бакыт боюнча белгилүү тартипте бол ш термелүүчү системадагы эркин термелүүлөрдүн  $\tau$  өчүү бактысына барабар.

Баштапкы моментте термелүүчү системада эки процесс тең козголот -  $\omega$  жыштыгында аргасыз термелүү жана  $\omega_0$  өздүк жыштыгында эркин термелүү. Бирок эркин термелүү сүрүлүү күчүнүн натыйжасында өчөт. Ошонд ктан термелүүчү системада бир канча бакыттан кийин  $\omega$  жыштыгында аргасыздандыр ч күчтүн натыйжасында бир гана



стационардык термелүү калат. Мисал үчүн пр жинага илинген телон н аргасыз термелүүсүн карайлы

(1-сүрөт). Б л сүрөттө  $F_{сырт}$  сырткы күч пр жинанын бош жагына бекитилген. Б л күч пр жинанын бош жагын төмөнкү закон боюнча котор л га алып келет:

$$y = y_m \cos \omega t \quad (9),$$

мында  $y_m$  - термелүүнүн амплит дасы,  $\omega$ - айланма жыштык,  $l$ - чоюлбаган пр жинанын з нд г .

Мындай закон боюнча котор л н шат н механизминин жардамы менен

ал га болот. Эгерде пр жинанын сол жагы  $y$  аралыгына, ал эми оң жагы

пр жина деформацияланбаган ч р нда анын баштапкы абалынан  $x$  аралыгына жайланышкан болсо, анда пр жинанын зар с  $\Delta l$  төмөнкүгө барабар:

$$\Delta l = x - y = x - y_m \cos \omega t \quad (10)$$

Массасы  $m$  болгон тело үчүн Ньютонд н экинчи закон :

$$ma = -k(x - y) = -kx + ky_m \cos \omega t \quad (11)$$

Б л теңдемеде телого аракет эткен күч экинчи кош л ч катары

көрсөтүлгөн. Оң жагындагы биринчи кош л ч – телон тең салмактагы абалга кайра алып келүүчү ( $x = 0$ ) серпилгич күчү. Экинчи кош л ч – телого аракет этүүчү сырткы мезгилдүү күч. Б л кош л ч күчтөр – аргасыздандыр ч күч деп аталат.

Сырткы мезгилдүү күч аракет эткен пр жинага илинген тело үчүн жазылган Ньютонд н теңдемесин, телон н ылдамдан с н анын координатасы менен болгон байланышын эске алып, математикалык формада жазсак, анда аргасыз термелүүнүн теңдемеси төмөнкүдөй жазылат:  $a = \ddot{x}$ .

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = A \cos \omega t \quad (12)$$

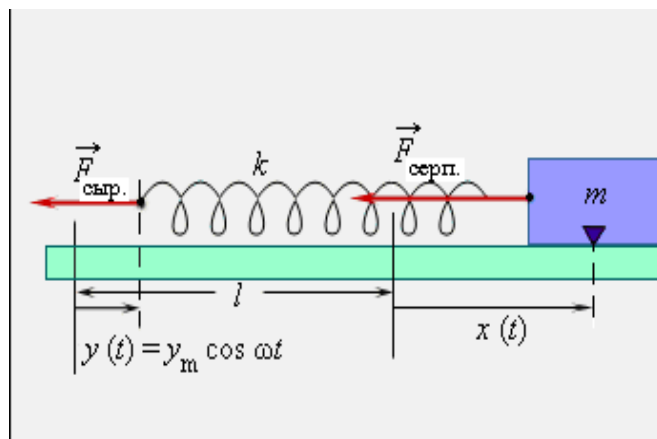
мында  $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$  - эркин термелүүнүн өздүк айланма жыштыгы,  $\omega$  - аргасыз

термелүүнүн цилкдик жыштыгы. (4)- теңдемеде сүрүлүү күчү эске алынбайт. Пр жинага илинген телон н аргасыз термелүү ч р нда  $A$  чоңд г төмөнкүдөй аныкталат:

$$A = \frac{k}{m} y_m = \omega_0^2 y_m \quad (13)$$

(12)- теңдемесинде сүрүлүү күчү эске алынбайт. (13) – эркин термелүүнүн теңдемесинен айырмаланып (12)- аргасыз термелүүнүн теңдемесинде эки жыштык бар - эркин термелүүнүн жыштыгы  $\omega_0$  жана  $\omega$  аргасыздандыр ч күчтүн жыштыгы.

Пр жинага илинген телон н аргасыз термелүүсү белгиленген сырткы аракеттин жыштыгында төмөнкү закон боюнча пайда болот:



1-сүрөт

$$x(t) = x_m \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (14)$$

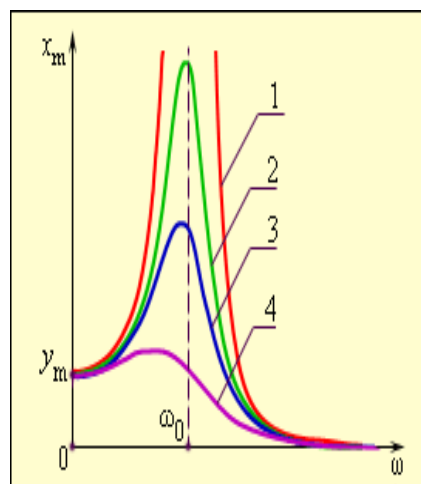
Аргасыз термелүүнүн амплит дасы  $x_m$  жана  $\varphi_0$  баштапкы фазасы  $\omega_0$  жана  $\omega$  жыштыктарынын катышынан,  $y_m$  сырткы күчтүн амплит дасынан көз каранды. Эң кичине жыштыкта, качан  $\omega \ll \omega_0$  болгондо, массасы  $m$  болгон тело пр жинанын оң жагына бекитилгенде, пр жинанын сол жак ч ндагы кыймылды кайталайт. Б л ч рда  $x(t) = y(t)$  болот да пр жина деформацияланбайт. Сырткы күч пр жинанын сол ч на тиркелгенде б л күчтүн мод л  $\omega \ll \omega_0$  жыштыгында нөлгө мт лгандыктан, б л ч рда ж м ш аткарылбайт.

**Резонанс.** Эгерде сырткы күчтүн  $\omega$  жыштыгы,  $\omega_0$  өздүк жыштыгына жакындаганда аргасыз термелүүнүн амплит дасынын кескин өскөндүгү байкалат. Б л к б л ш резонанс деп аталат. Аргасыз термелүүнүн амплит дасы  $x_m$  дин аргасыздандыр ч күчтүн жыштыгы  $\omega$  дан болгон көз карандылыгы резонанстын мүнөздөмөсү же резонанстык ийри деп аталат (2-сүрөт). Резонанс ч р нда телон н термелүүсүнүн амплит дасы  $x_m$  пр жинанын бош ч ндагы термелүүнүн амплит дасы  $y_m$  ден көптөгөн эсе ашып түшөт. Сүрүлүү жок болгон кезде аргасыз термелүүнүн амплит дасы резонанс ч р нда чексиз өсүүсү керек.

Чыныгы шартта белгиленген аргасыз термелүүнүн амплит дасы төмөнкү шарт менен аныкталат: сырткы күчтүн аткарган ж м ш термелүү мезгили ч р нда сүрүлүүнүн эсебинен механикалык энергиянын азаюу с на барабар бол ш керек. Канчалык сүрүлүү аз болсо, аргасыз термелүүнүн амплит дасы ошончол к чоң болот. Термелүүчү системанын анчалык бекем болбогон ч р нда резонанстык жыштык бир канча төмөнкү жыштыкка карай жылат. Б л көрүнүш 2-сүрөттө жакшы байкалып т рат. Өчүүнүн ар кандай

деңгээлинде резонанстык ийрилердин сүрөттөлүшү ар кандай болот: 1- сүрүлүү жок болгон кезде термелүүчү система көрсөтүлгөн; резонанс ч р нда аргасыз термелүүнүн амплит дасы  $x_m$  чексиз өсөт. 2, 3, 4 – термелүүчү системадагы чыныгы резонанстык ийрилер ар кандай ч р үчүн төмөнкү жыштыкта ( $\omega \ll \omega_0$ )  $x_m \approx y_m$  жана жогорк жыштыкта ( $\omega \gg \omega_0$ )  $x_m \rightarrow 0$  көрсөтүлгөн.

Резонанс к б л ш н н пайда бол ш көпүрөөлөрдүн, имараттардын ж.б. к р л штардын б з л ш на алып келет. Резонанстын пайда бол ш н н себеби, б л



2-сүрөт

ч рда алардын термелүүсүнүн өздүк жыштыгы (мисалы, моторд н т ра эмес айлан с н н эсебинен) мезгилдүү сырткы күчтүн жыштыгына дал келет.

Аргасыз термелүү - б л өчпөөчү термелүү бол п саналат. Сүрүлүү күчүнө каршы сарпталган энергия сырткы мезгилдүү күч тарабынан берилген сырткы б лактан алынган энергия менен жоюшат. Т ракт б лактан алынган энергияны сырткы мезгилдүү күчтүн аракетсиз өзү башкара ала т рган жөндөмдүүлүккө ээ болгон өчпөөчү термелүүнү пайда кыл ч системалар бар. Мындай системалар автотермелүүчү системалар деп, ал эми б л системаларда пайда болгон процесс – автотермелүү деп аталат.

Автотермелүүчү системаны мүнөздөөчү 3 элементти көрсөтүүгө болот: термелүүчү система, энергиянын б лагы жана термелүүчү система менен б лактын ортос ндагы тескери байланышты пайда кыл ч түзүлүш. Термелүүчү система катары өздүк өчүүчү термелүүнү пайда кыл ч каалагандай механикалык системаны ал га болот. Мисалы, д балга илинген сааттын маятниги, ж.б. Энергиянын б лагы катары пр жинанын деформация энергиясы же оорд к борбор ндагы жүктүн потенциалдык энергиясын ал га болот. Тескери байланышты пайда кыл ч түзүлүш кандайдыр бир механизмди көрсөтөт, анын жардамында автотермелүүчү система б лактан келген энергияны жөнгө салат.

Механикалык автотермелүүчү система биздин жашооб зда жана техникада кеңири таркалган. Автотермелүүнү б машиналары, ичинен күйүүчү кыймылдаткычтар, электрдик коңг роолор, м зыкалык инстр менттердеги стр налар ж.б. пайда кылышат.

Маселе чыгар н н мисалдары

1. Жибинин з нд г  $l = 4,9$  м болгон математикалык маятник  $t = 5$  мин ичинде канча термелүү жасайт?

Берилди:

$$l = 4,9 \text{ м}$$

$$t = 5 \text{ мин} = 300 \text{ сек}$$

$$\pi = 3,14$$

$$g = 9,8 \text{ м/с}^2$$

$$n = ?$$

Чыгар :

Термелүү мезгили

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \quad \text{форм ласы менен аныкталат.}$$

Изделип жаткан термелүү саны төмөнкүчө табылат:

$$n = \frac{t}{T} = \frac{t}{2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}} = 68$$

**Бышыктоо үчүн суроолор**

- 1 *ермелүү деп кандай кыймылды айтабыз?*
- 2 *Эрк н жана аргасыз термелүү деп кандай термелүүлөр аталат?*
- 3 *Гармон калык термелүүнү мүнөздөөчү чоңдуктар кайсылар?*
- 4 *Резонанс жана анын колдонулушу жөнүндө айтып берг ле.*

**Тема: Эркин жана аргасыз электр-магниттик термелүүлөр. Термелүү конт р н н элементтери**

**План:**

1. *Электрд к термелүү контуруда термелүүнүн пайда болушу*
- 2 *Механ калык жана электрд к термелүүлөр арасындагы окшоштуктар.*
- 3 *Эрк н жана аргасыз электр-магн тт к термелүүлөр.*

*Электрд к термелүү контурунда термелүүнүн пайда болушу.*

Электр магниттик термелүүлөрдү ал үчүн электр талаасынын энергиясы магнит талаасынын энергиясына жана кайра тескерисинче айланып тургандай электр чынжырын түзүү керек. Мындай чынжыр *термелүү контуру* деп аталат.

Электрдик термелүүлөр термелүү контурунда пайда болот. Электромагниттик термелүү контуру сыйымдылык  $C$  болгон конденсатордон ( $C$ ), индуктивдүүлүгү ( $L$ ) болгон катушкадан жана  $R$  активдүү каршылыктан турган электр чынжыры болот (1-сүрөт). Мындай чынжырда пайда болгон электромагниттик термелүүнү карайлы. Бул контурунда термелүүнү пайда кылу үчүн алгачкы ирет 2-сүрөттөгү ачкычты ( $K$ ) 1-абалга коюп, конденсатордо ток бөлгөнүнөн ( $\varepsilon$ ) зарядоо керек. Бул чынжырда конденсатордо электр талаасы пайда болот (2-сүрөт). Ачкычты 2-абалдан 1-абалга которол. Бул чынжырда конденсатордогу заряд катушка жана каршылык аркылуу өтүп катушкада лампа азайып бараткан токту түзөт. Ал магнит талаасын пайда кылат б.а. электр талаасы магнит талаасына айланат. Ошондой эле мындай шартта катушка аркылуу өткөн өзгөрмө ток өздүк электр кыймылдаткыч күчүн пайда кылат ( $\varepsilon$ ). Анын багыты зарядын толук агып өтүүсүн шарттайт.

$$\varepsilon_i = -L \frac{dI}{dt} \quad (1)$$

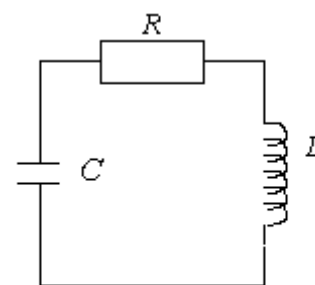
мында  $L$ —катушканын индуктивдүүлүгү;

Заряд агып бүткөндө конденсатор баштапкы абалына салыштырмалы карама каршы абалда заряддалат б.а. магнит талаасы электр талаасына айланат. Ошентип бул талаалар бири-бирине айлан менен контурунда электромагниттик термелүү пайда болот.

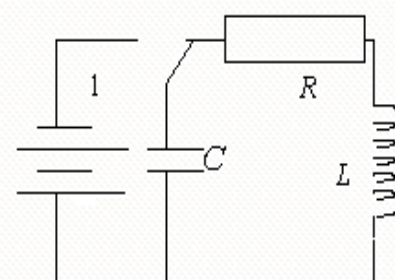
Эгерде контурунда каршылыгы жок болсо б.а.  $R=0$  болсо мындай контуру идеалдык термелүү контуру деп аталат жана андагы термелүүлөр өчпөөчү (гармоникалык) болот.

Биз шундай идеалдык контурудагы гармоникалык термелүүнү карап көрөлү.

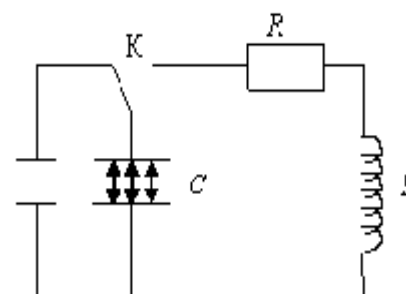
Термелүүчү контурунда конденсаторда заряд, потенциалдардын айырмасы жана чынжырында электр тогу мезгили менен өзгөрүп турушу мүмкүн. Идеалдык контурудагы мындай электрдик чоңдуктардын



1-сүрөт



2-а сүрөт



2-б сүрөт

маанилеринин мезгилдүү кайталанып өзгөрүшү *электрд к термелүүлөр* деп аталат.

Эгер  $\beta$  л өзгөрүүлөр конденсаторд  $n$  бир жол (однократно) зарядалышынан пайда болсо, анда термелүүчү конт рда *эрк н электр-магн тт к термелүүлөр* пайда болот.

*Механ калык жана электрд к термелүүлөр арасындагы окшоштуктар.*

Конт рдагы конденсаторд  $q$  заряды менен заряддайбыз жана  $L$  кат шкасына  $t$  таштырабыз ( $R=0$ ). Заряддалган конденсаторд  $n$  калакчаларынын ортос ндагы энергиясы  $W = \frac{1}{2} \cdot \frac{q^2}{C}$  ка барабар болгон электр

талаасы өткөргүчтөгү эркин заряддарды котор  $n$ , конт рда ток өтө баштайт. Натыйжада конденсатордог электр талаасынын энергиясы азая баштайт (конденсатор разряддалат). Бирок, кат шка аркыл өткөн токт  $n$  айланасында энергиясы  $W = \frac{1}{2} LI^2$  ка барабар болгон магнит талаасы пайда

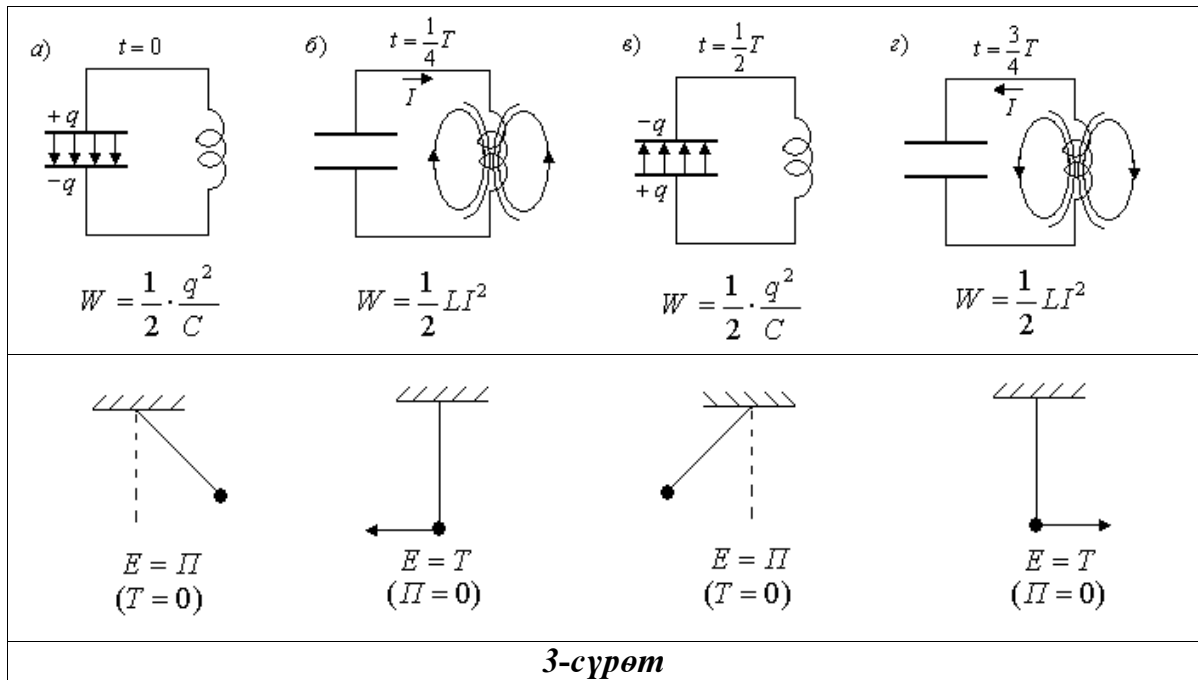
бол  $n$  көбөйө баштайт. Конт рда каршылык жок болгонд ктан электр жана магнит талааларынын энергиялары жок болбойт. Алар бир түрдөн экинчи түргө (бири-бирине) алмак салмак өтө беришет, б.а. электр талаасы  $0$  гө барабар болгондо магнит талаасынын энергиясы эң чоң мааниге жетет жана тескерисинче. Каршылык жок, энергия кандайдыр бир коромж  $n$  кка ч рабаган кезде конт рдагы электр-магниттик термелүү мезгили конт рд  $n$  параметринен  $L$  жана  $C$  гана көз каранды болгон гармоникалык термелүү болот. Мындай ч рда конденсаторд  $n$  электр талаасы менен кат шкадын магнит талаасынын  $n$  ммасына барабар болгон конт рд  $n$  термелүү энергиясы:

$$W = \frac{CU^2}{2} + \frac{LI^2}{2}, \quad (8)$$

Убакыттын өтүшү менен өзгөрбөйт. Конт рдагы термелүү, механикалык системалардагыдай эле, бир түрдөгү энергиянын экинчисине мезгилдүү айланышын берет.

Андан ары кат шкада өздүк инд кциянын ЭКК пайда бол  $n$ , конт рда карама-каршы багыттагы инд кциялык токт пайда кылат.  $\beta$  л ток лам азайып от  $r$   $n$ , конденсаторд  $n$  калакчаларын карама-каршы белгидеги заряд менен заряддайт б.а. конденсатор  $m$  рдагыдай эле заряддалып калат.  $\beta$  л ч рда кат шкадын магнит талаасынын энергиясы нөлгө, конденсаторд  $n$  электр талаасынын энергиясы эң чоң мааниге жетет. Андан ары процесс кайталана берет. Ошентип, конденсаторд  $n$  калакчаларындагы заряддын чоңд  $g$  жана белгиси, чынал  $n$   $n$  жана кат шкадан өткөн ток күчүнүн мааниси мезгил – мезгили менен кайталан ч өзгөрүүгө  $d$  шар болот.

$\beta$  л процесс математикалык маятниктин термелүү кыймылына окшош болот (2-сүрөт). Конт рдагы электр-магниттик термелүүлөрдүн механикалык термелүүлөр менен окшошт ктары бар экендигин белгилеп кетүүгө болот. Механикалык термелүүчү системанын эң жөнөкөй мисалы бол  $n$  пр жинага илинген жүк же математикалык маятник эсептелет. Конденсаторд  $n$  электр энергиясын маятниктин потенциалдык энергиясы менен, ал эми кат шкадагы токт  $n$  магниттик энергиясын маятниктин кинетикалык энергиясы менен салыштыр  $га$  болот.



Механикалык термелүүлөр менен электромагниттик термелүүлөрдү мүнөздөөчү чоңдуктардын ортосундагы окшоштуктарды (аналогияларды) карап көрөлү (таблица).

Масса	$m \sim L$
Каршылык коэффициенти	$r \sim R$
Каталитик коэффициент.	$k \sim \frac{1}{C}$
Координата (жылыш аралыгы)	$x \sim q$

Эркин жана аргасыз электр-магниттик термелүүлөр. Электрдик термелүүлөрдү ал, пружинага илинген жүктү термелүүгө келтирген сыяктуу эле эң жөнөкөй. Бирок электрдик термелүүлөрдү байкоо жөнөкөй эмес. Биз түздөн-түз конденсатордун кайра заряддалышын дагы, катушкадагы токтун дагы көрө албайбыз. Анын үстүнө бул термелүүлөр, адатта өтө чоң жыштыкка ээ болушат.

Электрдик термелүүлөр электрондук осциллографтын жардамы менен байкалат жана изилденет.





Горизонталь кыйшайт ч 4-сүрөт. пластиналарга «араа тишиндей» формага ээ болгон өзгөрмө чыңал берилет. Чыңал адегенде салыштырмал жай өсөт, андан кийин кескин төмөндөйт. Пластиналар арасындагы экранда электронд к шооланы горизонталь багытта т ракт ылдамдык менен өтүүгө, андан кийин дээрлик кирпич каккыча артка кайт га аргасыз кылат. Мындан кийин бардык процесс кайра кайталанат. Эгерде вертикаль кыйшайт ч пластиналарды эми конденсаторго т таштырсак, анда анын разряддалышындагы чыңал н н термелүүсү шооланын вертикаль багытта термелишине алып келет. Натыйжада экранда термелүүнүн бакыт боюнча «соз л ш » пайда болот (4-сүрөт). Термелүү бакыттын өтүшү менен өчөт.

Б л термелүүлөр эркин термелүү бол шат. Алар системаны тең салмакт л к абалынан чыгар ч зарядды конденсаторго бергенден кийин гана пайда бол шат. Конденсаторд н заряддалышы маятниктин тең салмакт л к абалдан кыйшаюс на эквиваленттүү бол п саналат.

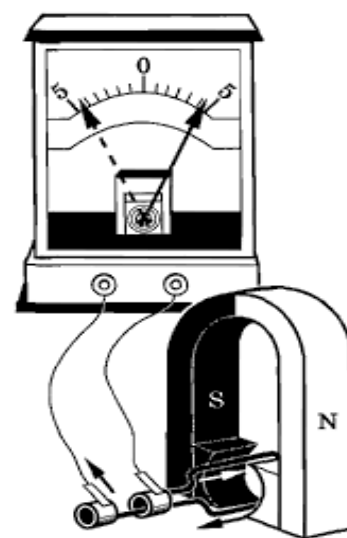
Электр чынжырында аргасыз электр термелүүлөрүн да ал га болот.

Мындай термелүүлөр электр чынжырында мезгилдүү электр кыймылдаткыч күчү болгондо пайда болот.

Инд кциянын өзгөрмө ЭКК бир нече оромдон т рган зым рамкасын магнит талаасында айландыр да пайда болот(5-сүрөт).

Мында рамканы кесип өтүүчү магнит агымы мезгили менен өзгөрүп т рат. Электромагниттик инд кция закон на ылайык пайда болгон инд кциялык ЭКК да мезгили менен өзгөрүп т рат.

Чынжырды гальванометр аркыл т юктоодо, өзгөрмө ток өтүп, анын жебеси тең салмакт л к абалынын аймагында термеле баштайт.



5-сүрөт.

*Бышыктоо үчүн суроолор*

- 1 *ермелүүчү контур кандай элементтерден турат?*
- 2 *Электр-магн тт к термелүүлөр кайсыл учурда пайда болот?*
- 3 *Механ калык жана электрд к термелүүлөр арасындагы окшоштуктар кандай?*
- 4 *Эрк н жана аргасыз электр-магн тт к термелүүлөр кант п алынат?*

**Тема:** Гармоникалык электромагниттик термелүүлөр жана алардын дифференциалдык теңдемелери.

**План:**

*1.Гармон калык электромагн тт к термелүүлөр жана анын д фференц алдык теңдемелер .*

## 2. Өчүүчү электромагниттик термелүү. Аргасыз термелүүлөр. Резонанс.

Термелүүнү мүнөздөөчү параметрлер бакыттын өтүшү менен косинус менен закон боюнча өзгөрөт. Мындай термелүү гармоникалык термелүү деп аталат. Эгерде термелүү контурунун өлчөмү (таштырч өткөргүчтөр, катушканын оромдоруна жана индукторго) кичине, ток күчүнүн өзгөрүү ылдамдыгы анча чоң эмес болсо, анда бакыттын берилген моментинде контурдун каалаган жеринде ток күчү бирдей деп эсептөөгө болот. Мындай шартта туюк контур үчүн Кирхгофтуун экинчи эрежесин колдоно алабыз: убакыттын каалаган моментинде бардык э.к.к-нүн жана чыналуунун төмөндөшүнүн алгебралык суммасы нөлгө барабар.

Бул эреже тактук ток үчүн гана так мааниге ээ. Өзүнчө индукциянын э.к.к. конденсатордон пластикаларындагы потенциалдар айырмасынын белгисине карама-каршы белгиге ээ болгондуктан байланыштуу Кирхгоф эрежесин төмөнкүдөй жазылат:

$$U - \varepsilon_{\text{өз.инд}} + IR = 0, \quad (1)$$

$U = \frac{q}{C}$ ,  $\varepsilon_{\text{өз.инд}} = -L \frac{dI}{dt}$  экендигин эске алсак, анда (1) барабардыгын

$$\frac{q}{C} + L \frac{dI}{dt} + IR = 0 \quad (2)$$

түрүндө да жаза алабыз. Алгач контурдагы өткөргүчтөрдүн каршылыктагы эң эле кичине, б.а.  $R \approx 0$  жана бөлүнүп чыккан жылма катмар деп кабыл алабыз. Мындан тышкары, контурда эч кандай электр энергиясы коромжолукка чырайт деп болжолдойбуз: мисалга, конденсатордун обкладкаларынын ортосундагы диэлектриктин мезгилдүү поляризацияланышында катушкадагы темир өзөкчө кайра магниттенгенде энергия коромжолук болбойт, ошондой эле электр-магниттик энергиянын айлана чөйрөгө берилданышы жок деп эсептейбиз. Чыңалган толук төмөндөшү  $IR$

потенциалдардын айырмасынан  $U = \frac{q}{C}$  жана өзүнчө индукциянын э.к.к-нүн өтө эле кичине болгон шартта (2) формасы төмөндөгүдөй жазсак болот

( $I = \frac{dq}{dt}$ ,  $\frac{dI}{dt} = \frac{d^2q}{dt^2}$  экендигин алып келет):

$$\frac{d^2q}{dt^2} = -\frac{1}{LC}q \quad (3)$$

Бул теңдеме  $L$  жана  $C$  тактук болсо гармоникалык термелүү кыймылындагы термелүүчү нерсенин ылдамдануусу менен тең салмактуу абалынын жылышуусуна ортосундагы байланышты

$$\frac{d^2q}{dt^2} = -\omega^2 x \quad (4)$$

элестетет. Демек, бул эки теңдемени ((3) менен (4)) салыштырып дан термелүүнүн бөлүктүк жыштыгы жана мезгили

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}; T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{LC} \quad (5)$$

барабар экендигин көрсөтөбүз. Мындагы экинчи барабардык Томсондун формасы деп аталат. Ал эми (3) дифференциалдык теңдемесинин чыгарылышы

$$q = q_0 \sin \omega t, \quad (6)$$

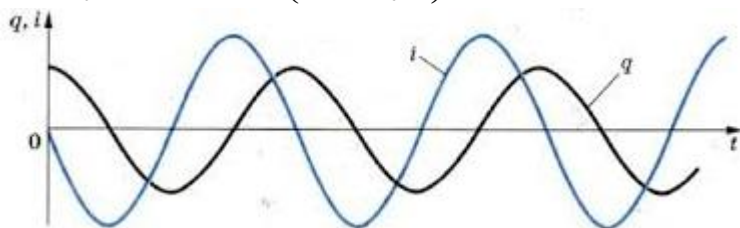
конденсаторд н обкладкаларындагы заряддардын өзгөрүү закон н т юнтат.

Конт рдагы ток күчү  $I$  , потенциалдардын айырмасы  $U$ , конденсаторд н обкладкаларынын ортос ндагы электр талаасынын чыналышы  $E$  бакыттын өтүшү менен гармоникалык закон боюнча өзгөрөт:

$$I = \frac{dq}{dt} = q_0 \omega \cos \omega t = I_0 \cos \omega t;$$

$$U = \frac{q}{C} = \frac{q_0}{C} \sin \omega t = U_0 \sin \omega t;$$

$$E = \frac{q}{\varepsilon_0 \varepsilon S} = E_0 \sin \omega t. \left( E_0 = \frac{q_0}{\varepsilon_0 \varepsilon S} \right).$$



1-сүрөт.

Ток күчүнүн термелүүсү фазасы боюнча заряддын термелүүсүнөн  $\frac{\pi}{2}$  ге алдыда болот.

Ошентип, каршылык жок, энергия кандайдыр бир коромж л кка ч рабаган кезде конт рдагы электр-магниттик термелүү мезгили конт рд н параметринен  $L$  жана  $C$  гана көз каранды болгон гармоникалык термелүү болот. Мындай ч рда конденсаторд н электр талаасы менен кат шканын магнит талаасынын с ммасына барабар болгон конт рд н термелүү энергиясы:

$$W = \frac{CU^2}{2} + \frac{LI^2}{2}, \quad (7)$$

Убакыттын өтүшү менен өзгөрбөйт. Конт рдагы термелүү, механикалык системалардагыдай эле, бир түрдөгү энергиянын экинчисине мезгилдүү айланышын берет.

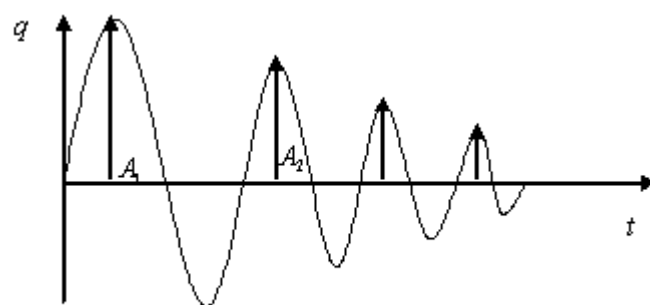
*Өчүүчү электромагниттик термелүүлөрдүн д ференц алдык теңдемелер .*

Бизге белгилүү болгондой ар бир өткөргүч электр каршылыгына ээ болот. Б. а. реалд конт рда эч качан каршылык нөлгө барабар болбойт ( $R \neq 0$ ). Конт рда активдүү каршылыктын  $R$  болгонд г на байланышт заряддардын ар бир термелүүсүндө өткөргүчтөр ысып, конт рдан энергия ламдан лам азая берет. Б л болсо конт рдагы эркин термелүү өчүүчү болорл г н көргөзөт. Демек, термелүүнүн өчүү ылдамдыгы каршылыктын чоңоюш менен жогор лай берет. Өчүүчү электр-магниттик термелүүлөр практикалык колдон ларга ыңгайсыз. Ошого байланышт конт рда өчпөөчү термелүүлөрдү ал зарылдыгы келип чыгат. Реалд электрдик термелүү конт р ндагы термелүүлөр өчүүчү термелүүлөр бол шат.

Эгерде конт рда активдүү каршылык болбосо анда энергияны жогот болбогонд ктан пайда болгон термелүү өчпөөчү мүнөзгө ээ бол п эч качан термелүү токтобойт. Мындай конт рд идеалд деп айтсак болот. Бирок чындыгында ар кандай конт р азбы, көппү активдүү каршылыкка ээ болот. Биз караган конт рда ал ( $R$ ) ге барабар деп алалы. Б л каршылыктын негизинде конт рдан ток өткөндө Джо л- Ленцтин закон

боюнча өткөргүчтүн жыл  $l$  к бөлүнүп чыгат б. а. электр энергиясынын белгилүү бөлүгү жыл  $l$  к энергиясына айланат. Анын натыйжасында мындай конт рда пайда болгон термелүү акрындык менен азайып олт рган өчүүчү мүнөзгө ээ болот.

Өчүүчү термелүүдөгү карал ч чонд кт н биринин заряддын же токт н өзгөрүүсүн график түрүндө карасак төмөнкүдөй көрүнүшкө ээ болот (3-сүрөт). Мында  $A_1, A_2, A_3, A_4, \dots, A_n$



3-сүрөт

термелүүдөгү даалаш амплит далардын мааниси.

Механикалык термелүүгө салыштырып караган болсок, активдүү каршылык сүрүлүү күчүнүн рол н аткар менен, термелүүнү өчүрүүгө аракет жасайт. Канчалык  $R$  чон мааниге ээ болсо, термелүү ошончол к тез өчөт. Өчүүчү термелүүнү мүнөздөөчү чонд ктар, тендемелер менен таанышалы.

Айталы, баштаганда термелүү конт р ндагы конденсаторго  $q$  зарядын берели. Б л ч рда конденсаторд н калакчаларынын (обкладкаларынын) ортос ндагы потенциалдар айырмасы ( $U$ ) төмөнкүгө барабар:

$$U = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{C} \quad (8)$$

Б л заряд конт р боюнча агып өткөндө, конт рда пайда болгон ток төмөнкүдөй берилет:

$$I = \frac{dq}{dt} \quad (9)$$

Конт рда ток өткөндө активдүү каршылыктын чтарындагы чынал н Омд н закон боюнча табабыз ( $U_R = IR$ ). Т юк конт рда пайда болгон потенциалдар айырмасын жазсак, ал Кирхгофт н закон на ылайык конт рда пайда болгон электр кыймылдаткыч күчүнө барабар б.а.

$$IR + U = -L \frac{dI}{dt} \quad (10)$$

Б л тендемеге (10) форм ланы колдон п аны төмөнкүдүй жазабыз:

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = 0 \quad (11)$$

же дагы өзгөртүп түзүп:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{1}{LC} q = 0 \quad (12)$$

тендемесин алабыз (12) төмөндөгүдөй белгилөө киргизели:

$$\frac{R}{L} = 2\beta; \quad \frac{1}{LC} = \omega_0^2 \quad (13)$$

Анда (12) тендеме төмөндөгүдөй түргө келет.

$$\frac{d^2q}{dt^2} + 2\beta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0 \quad (14)$$

(14)-тендеме 2-тартиптеги дифференциалдык тендеме болот. Төмөнкү четки шарттарды эске алып ( $t=0; q=q_0; I=0$ )  $q$  зарядына карата тендеменин чечимин издесек, анда анын чечими төмөнкүдөй көрүнүшкө ээ болот. (Экинчи түрдөгү дифференциалдык тендемени чечүү жогорк математика крсинде берилет).

$$q = A_0 e^{-\beta t} \cdot \sin(\omega t + \varphi) \quad (15)$$

Мында,  $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$  - циклдык жыштык,  $A_0$  - термелүүнүн баштапкы амплитдасы;  $\varphi$  - баштапкы фаза;  $A_0 e^{-\beta t}$  - бакыттын өтүшү менен өзгөрүүчү амплитданын мааниси;

Канчалык  $\beta$  чоңдугунун мааниси чоң болсо ошончолк амплитда тез азайып олтрат. Мында  $\beta = \frac{R}{2L}$  өчүү коэффициенти деп аталат. Канчалык активдүү каршылык ( $R$ ) чоң болуп, катушканын индуктивдүүлүгү ( $L$ ) кичине болсо, ошончолк өчүү процесси тез жүрөт. Термелүү мезгилин тапсак да төмөнкүгө барабар:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}} \quad (16)$$

Эгер,  $R < L$  деп алсак, анда  $(\frac{R}{2L})^2$  санын  $\frac{1}{LC}$  туюнтмасына салыштырмал эсепке албай койсок болот. Анда (10) формулага өтө жай өчүүчү термелүүнүн мезгилин аныктаган Томсондун формуласына өтөт.

$$T = 2\pi\sqrt{LC} \quad (17)$$

Эгер токтун маанисинин өзгөрүүсүн тапсак, анда (9) формуладан бакыт боюнча дифференциал алабыз.

$$I = A_0 \omega e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi) = I_0 \omega e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi) \quad (18)$$

Калакчалардын ортосндагы потенциалдар айырмасы (чыңал)

$$U = \Delta\varphi = \frac{q}{C} = \frac{A_0}{C} e^{-\beta t} \sin(\omega_0 t + \alpha_0)$$

Токтун графиги дагы 3-сүрөттөгүдөй бара-бара өчүүчү термелүүнү берет.

*Аргасыз термелүүлөр. Резонанс.* Термелүүлөр өчпөөчү болуш үчүн контрд электр энергиясынын бөлүгүнө таштыр керек (4-сүрөт). Мындай контрда пайда болгон термелүүлөр аргасыз термелүүлөр деп аталат. Ушундай контр үчүн Омдун законун жазалы

$$IR = \Delta\varphi - L \frac{dI}{dT} + \varepsilon(t) \quad (19)$$

мында,  $\Delta\varphi = q/C$  - калакчалардын ортосндагы потенциалдар айырмасы,  $q$  - анын заряды ( $r \ll R$  деп эсептейли).

$$I = \frac{dq}{dt}$$
 экенин эске алып, аргасыз термелүүнүн

дифференциалдык тендемесин жазалы:

Эгерде аргасыз термелүүнү пайда кылган ЭКК төмөндөгү закон боюнча өзгөрсө

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 \cos \Omega t$$

анда конденсатордун заряды ошондой эле  $\Omega$  циклдик жыштыгы менен термелет б.а.

$$q = q_0 \cos(\Omega t + \varphi_0) \quad (20)$$

Амплитуд да жана баштапкы фаза төмөндөгүдөй табылат:

$$q_0 = \frac{\varepsilon_0}{\Omega \sqrt{R^2 + (\Omega L - \frac{1}{\Omega C})^2}} = \frac{\varepsilon_0}{L \sqrt{(\omega_0^2 - \Omega^2)^2 + 4\beta^2 \Omega^2}}; \quad \operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{R}{\Omega L - \frac{1}{\Omega C}} = -\frac{2\beta\Omega}{\omega_0^2 - \Omega^2}$$

Ток күчү

$$I = \frac{dq}{dt} = -q_0 \Omega \sin(\Omega t + \varphi_0) = I_0 \cos(\Omega t - \varphi) \quad (21)$$

Амплитуд да  $I_0 = q_0 \Omega = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{R^2 + (\Omega L - \frac{1}{\Omega C})^2}};$

баштапкы фаза  $-\varphi = (\varphi_0 + \frac{\pi}{2});$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\Omega L - \frac{1}{\Omega C}}{R}$$

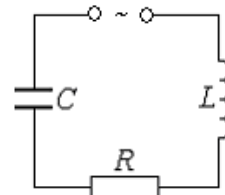
Аргасыз термелүүдө ЭККнүн циклдик жыштыгы контрдагы термелүүнүн жыштыгына барабар болгондо б.а.

$$\Omega = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$
 болгондо термелүүнүн амплитудасынын кескин чоңоюп кетиши

резонанс деп аталат. Резонанс кезинде пайдалануу жактары, зыяндуу жактары да бар. Резонанс радиотехникада, колдонмо техникада жана электротехникада кеңири колдонулат.

*Маселелер чыгаруунун мисалдары*

1. Термелүү контрдагы конденсатордун обкладкаларындагы максималдык заряд  $q_m = 10^{-6}$  Кл. Контрдагы ток күчүнүн



4-сүрөт



амплит далык мааниси  $I_m = 10^{-3}$  А. Термелүү мезгилин аныктагыла. Өткөргүчтөрдү ысыт га кеткен энергиянын коромж ланышын эске албагыла.

Берилди:  
 $q_m = 10^{-6}$  Кл  
 $I_m = 10^{-3}$  А  
 $\pi = 3,14$

Чыгар :

$$\frac{q_m^2}{2C} = \frac{LI_m^2}{2}$$

Мындан

$$LC = \frac{q_m^2}{2C} \text{ же } \sqrt{LC} = \frac{q_m}{I_m}$$

Демек,

$$T = 2\pi\sqrt{LC} = 2\pi \frac{q_m}{I_m} \approx 6 \cdot 10^{-3} \text{ с.}$$

Таб керек: T-?

*Бышыктоо үчүн суроолор*

- 1 *Гармон калык термелүүлөр деп кандай термелүүлөрдү айтабыз?*
- 2 *омсон формуласы эмнен туюнтат?*
- 3 *Аргасыз термелүү деген эмне?*
- 4 *Өчүүчү термелүү деген кандай? M салдар келт рг ле.*
- 5 *Резонанс деп эмнен айтабыз?*

**Тема: Өзгөрмө электр тог . Өзгөрмө токт н генератор .**

**План:**

- 1 *Өзгөрмө токтун мезг л жана жыштыгы.*
- 2 *Генератордун жөнөкөй модел .*
- 3 *Өзгөрмө токтун чынжырындагы каршылыктары.*
- 4 *Өзгөрмө токтун жумушу жана кубаттуулугу.*

**Өзгөрмө токтун мезг л жана жыштыгы.** Өткөн темаларда конт рдагы эркин жана аргасыз бол ч электр-магниттик термелүүлөр каралды. Алардын ичинен конт рда бол ч эркин электрдик термелүү бат эле өчүп калат. Ошого байланышт мындай термелүүлөр практика жүзүндө колдон лбайт. Ал эми аргасыз өчпөөчү термелүүлөр зор практикалык мааниге ээ болот.

Өндүрүштө, үй- тиричилигинде колдон л ч *өзгөрмө ток* аргасыз электрдик термелүүнүн натыйжасы бол п эсептелет. Ток күчү жана чыңал бакыттын өтүшү менен гармоникалык закон боюнча өзгөрөт.

*ок күчүнүн же чыңалуунун термелүү мезг л деп,* ток күчүнүн (же чыңал н н) мааниси, мод л жана белгиси боюнча кайталанган эң кичине бакыт аралыгы айтылат. Ошентип, *өзгөрмө ток деп,* мод л жана багыты боюнча мезгил мезгили менен өзгөрүп т р ч токт айтабыз жана анын термелүү мезгили T бол п эсептелет

$$T = \frac{2\pi}{\omega} . \quad (1)$$

**Өзгөрмө токтун жыштыгы** – 1 с дагы термелүүнүн саны. Ал 50 Гц ке барабар. Жыштык термелүү мезгилине тескери чоңд к:

$$\nu = \frac{1}{T} \quad (2)$$

Электр техникалык өндүрүштөрдө, үй- тиричилигинде сек ндасына 50 мезгилдүү жыштыктагы, башкача айтканда сек ндасына 50 жол бир

багытты көздөй жана 50 жол карам – каршы багытты көздөй агып термелүү жасооч ( $\nu=50$  Гц (*герц*)) өзгөрмө ток колдонлат.  $\omega = 2\pi/T = 2\pi\nu$  чоңдугу айланма жыштыкты берет. Мындай ток төмөнкү жыштыктагы ток деп аталат. Практика жүзүндө атайын максат үчүн жыштыгы миллиондогон *герц* болгон ток да колдонлат. Мындай ток жогорку жыштыктагы ток делинет.

Эгерде чынжырдын четтериндеги чыңал гармоникалык закон боюнча өзгөрсө, анда өткөргүчтүн ичиндеги электр талаасынын чыңалышы да гармоникалык түрдө өзгөрөт. Талаанын чыңалышынын белгилүү гармоникалык өзгөрүшү заряддалган бөлүкчөлөрдүн иреттелген кыймылынын ыңгайдыгынын гармоникалык термелишин, демек, ток күчүнүн гармоникалык термелишин пайда кылат.

### 1а-сүрөт.

*Генератордун жөнөкөй модели.* Өзгөрмө электр тогу электр станцияларындагы генератор аркылуу пайда болот. Өзгөрмө токту ал үчүн колдонгон машинанын өзгөрмө *токтуу генератору* деп аталат. Электр генераторунда механикалык энергия электр энергиясына айланат (1а-сүрөт).

Мындай генератордун жөнөкөй модели болуп, так магнит талаасында айланган өткөргүч зымдын жасалган төрт бурчтуу рама эсептелет

(1б-сүрөт).

Аянты  $S$  болгон зымдан жасалган төрт бурчтуу раманы кесип өтүүчү магниттик индукциянын агымы,  $\Phi$ , рамага түшүрүлгөн нормал менен магниттик индукциянын векторунун ортосундагы  $\alpha$  бурчунун косинусуна пропорционалдуу:

$$\Phi = BS \cos \alpha \quad (3)$$

Рама бир калыпта айланган учурда  $\alpha$  бурч багытка түз пропорциялашчойот.

$$\alpha = 2\pi nt. \quad (4)$$

мында  $n$ -айланма жыштыгы.

Ушунга байланыштуу магниттик индукциянын агымы гармониялык закон боюнча өзгөрүүгө дуушар болот:

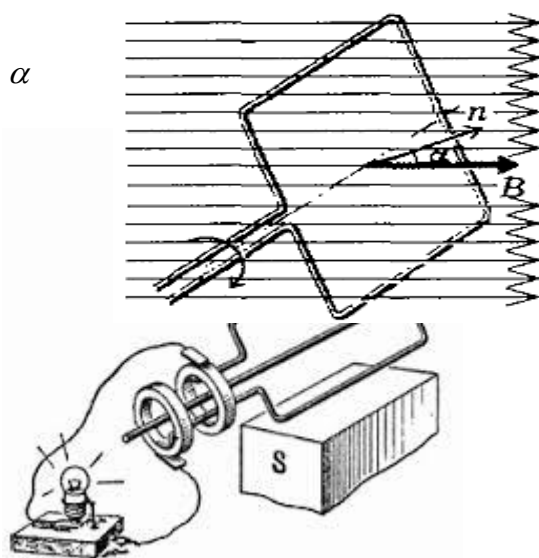
$$\Phi = BS \cos 2\pi nt.$$

1б-сүрөт.

Мындагы  $2\pi nt$  магниттик агымдын  $2\pi$  секундунда ичиндеги термелүү санын туюнтуп, термелүүнүн циклдик жыштыгын  $\omega = 2\pi n$  берет.

Демек,

$$\Phi = BS \cos \omega t. \quad (5)$$



Электр-магниттик индукция закон боюнча рамадагы индукциянын Э.К.К. магнитик индукция агымынын өзгөрүү ылдамдыгынын б.а. магнитик индукция агымынын бакыт боюнча тндсннминс белгиси менен алынганына барабар:

$$e = - \frac{d\Phi}{dt} = BS\omega \sin \omega t.$$

Бул жердеги  $B$ ,  $S$  жана  $\omega$  так чондктар болгондуктан алардын көбөйтүндүсүн бир эле  $\varepsilon_m$  тамгасы менен белгилеп койсок болот.

$\varepsilon_m = BS\omega$  индукциянын Э.К.К-нүн амплитдасын тунтат. Анда

$$e = \varepsilon_m \sin \omega t; \text{ же } e = \varepsilon_m \sin \frac{2\pi}{T} t; \quad (6)$$

Синустун максимум мааниси бирге барабар. Демек, (6) формласындагы  $\varepsilon_m$  рама айланган кезде анда пайда болуч Э.К.К-нүн максималд чондгн көрсөтөт. Э.К.К-нүн синсоидалдык өзгөрүүсү көргөзүлгөн. Өзгөрмө токтын көз ачып жмганча болгон чондктарын кичине тамга менен, ал эми максималд , амплитдалыктарын баш тамга аркыл белгилөө кабыл алынган. Мисалы, ток күчүнүн көз ачып жмганча болгон мааниси  $i$  тамгасы аркыл белгиленсе, амплитдалыгы  $I_m$  белгилент. Ошондой эле чыңал да и жана  $U_m$  тамгалары менен белгиленет. (6) формласындагы өзгөрмө токтын айланма (циклдик) жыштыгы раманын магнит талаасындагы айлан ылдамдыгы менен дал келет. Ал эми өзгөрмө токтын өзгөрү мезгили  $T$  раманын айлан мезгилине барабар.

*Өзгөрмө токту чынжырындагы каршылыктары.* Так токтын негизги закон болгон Ом законун  $I = U/R$  билебиз. Бул закон чынжырдын бөлүгүнөн өткөн ток күчүнөн  $I$  шил бөлүктүн чтарынын ортосндагы чыңал га пропорционалд экендигин көргөзөт. Мындан  $UI$  катышы так маанини берээрлиги ( $U$  же  $I$  чондктарынан көз каранды эместиги) келип чыгат. Бул закон өзгөрмө ток үчүн орн алат. Бир гана так ток кезиндеги  $R$  каршылыгынын ордна чынжырдын бөлүгү үчүн электрдик толк каршылык  $Z$  алынат.

Төмөндө өзгөрүлмөлүү чыңал дагы булакта таштырылган чынжырда кандай каршылыктар болотргандыгын карап көрөлү. Сыйымдуу булакка  $C$ , индуктивдүүлүккө  $L$  жана активдүү каршылыкка  $R$  ээ болгон чынжырдагы өзгөрмө токтын амплитдасы  $I_m$ , ошол чынжырдагы чыңалнын амплитдасы  $U_m$ , жана  $\omega$  жыштыгы аркыл төмөндөгүдөй тунтлат:

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad (7)$$

(7)- формласынын бөлүмүндө трган

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad (8)$$

тунтмасы өзгөрмө токтын чынжырындагы толк электрдик каршылык деп аталат.

Эгер чынжыр бир эле активдүү каршылыктан  $R$  турса, анда токтын амплитдасы төмөнкүгө барабар:

$$I_m = \frac{U_m}{R}$$

Каалагандай реалд чынжырда R, L, жана C чектүү маанилерге ээ болшат. Айрым чрларда бл параметрлердин маанилеринин кичинелигине байланышт айрымдарынын токко тийгизген таасири эсепке алынбайт. Эгерде чынжырдын каршылыгын R нөлгө барабар, ал эми C ти чексизге барабар дейтрган болсок, анда(7) форм ласынан  $I_m = \frac{U_m}{\omega L}$ ,

барабардыгын алабыз.

Мындагы

$$X_L = \omega L, \quad (9)$$

чоңдг чынжырдын индуктвдүүлүк каршылыгы деп аталат. Эгер L ди генр менен, ал эми  $\omega$  рад /с аркыл т юнсак, анда  $X_L$  Ом аркыл жазылат. Акыркы (7) барабардыгынан инд ктивдүүлүк каршылыгы  $\omega$  жыштыгынын чоңойш менен өсөрү көрүнүп трат. Ток т ракт болсо ( $\omega = 0$ ) инд ктивдүүлүк каршылык көрсөтпөйт.

Эмми R жана L нөлгө болсн дейли. Анда (7)

форм ласы боюнча  $I_m = \frac{U_m}{1/\omega C}$ . Бөлүмүндөгү

$$X_c = \frac{1}{\omega C}, \quad (10)$$

чоңдг сыйымдуулук каршылыгы деп аталат. Сфарада, ал эми  $\omega$  рад /с аркыл алынса, анда  $X_c$  Ом менен т юнт лат. Жыштыктын  $\omega$  өсүшү менен сыйымд л к каршылыгы кемийт ((7) барабардыгын кара). Т ракт ток үчүн

$$X_c = \infty.$$

Демек, т ракт ток конденсатор аркыл өтө албайт. Анткени анын обкладкаларынын ортоснда диэлектрик болот. т таштыр ч өткөргүчтөрдүн жана инд ктивдүүлүгү кичине, бирок каршылыгы R чоң болгон электр чынжыры болсн дейли. Мындай чынжырдагы электр каршылыгы актвдүү каршылык деп аталат. R каршылыгынын активдүү деп аталгандыгы генератордон келген энергияны чынжырдын өзүнө кабыл алынганына

байланышт . Бир гана активдүү каршылыктан т рган өзгөрмө токтн чынжыры жөнөкөй чынжыр болп эсептелет Мында чынжырда бардык электр энергиясы бир гана жыл л к аракетине сарпталат.

Бл мисал катары электр плиткасын, ысыт ч приборлорд , кызытма лампасын ж.б. келтирсек болот.

Активдүү каршылыктан гана т рган чынжырдагы чыңал жана ток күчү өзгөрүү процесстерниде дайыма бирдей фазаларга ээ болшат. Мындай ч рда чыңал менен ток күчүнүн максималд , ошондой эле аракет этүүчү маанилери үчүн кадимки Ом закон орн алат

$$I_m = \frac{U_m}{R} \text{ жана } I = \frac{U}{R} \quad (11)$$

Чынжырдын чтарындагы чыңал жана ток күчүнүн көз ачып ж мганча болгон мааниси гармоникалык закон боюнча өзгөрөт:

$$u = U_m \cos \omega t, \quad i = I_m \cos \omega t.$$

Мында  $I_m$ - ток күчүнүн амплит дасы,  $U_m$ - чыңал н н амплит дасы.

Өзгөрмө токтун жумушу жана кубаттуулугу. Күндөлүк т рм штан электр тог ар кандай ж м штарды аткарырын билебиз. Алып айтсак, электр кыймылдаткычынын жардамы менен троллейб стар, станоктор, көтөрүүчү крандар ж.б. кыймылга келишет. Электр энергиясы каалагандай башка түрдөгү энергия айланат. Электр энергиясынын башка түрдөгү энергияга айланышынын чени бол п, электр талаасынын заряддарды чынжыр боюнча жылдыр күчүнүн ж м ш эсептелет.

Чынжырдын тышкы бөлүгүнүн чыңал с U болс н дейли. Анда q к лон зарядын чынжырдын берилген бөлүнгөндө жылдыр га кеткен ж м ш  $A=Uq$  болот.  $q=It$  болгонд ктан

$$A=UIt. \quad (1)$$

Ошентип, чынжырдын бөлүгүндөгү т ракт токт н ж м ш ш л бөлүктүн чтарындагы чыңал н н ал аркыл агып өткөн ток күчүнө жана ток өткөн бакытка көбөйткөнгө барабар.

Убакыттын эң кичине бөлүгү ичиндеги өзгөрмө токт и өзгөрүүсүз деп эсептөөгө болот. Уш га байланышт өзгөрмө токт н чынжырындагы көз ирмемче болгон ж м шт (а) да ш ндай эле форм ла менен аныктай алабыз.

$$a= i t \quad (2)$$

Б л форм ладагы чынжырдын чтарындагы чыңал и гармоникалык закон боюнча өзгөрсө

$$u=U_m \cos \omega t, \quad (3)$$

ток күчү i да бакыт боюнча ошол эле жыштыкта гармоникалык өзгөрүүгө т ш келип, жалпысынан алганда чыңал га карата  $\varphi$  фазага жылышкан болот.

$$i = I_m \cos(\omega t + \varphi). \quad (4)$$

Жогорк форм ладагы  $U_m$  жана  $J_m$  ирети менен чыңал н н жана токт н амплит далары, б.а. чыңал н н жана токт н мод льдары боюнча максималд маанилери.

Чынжырдын берилген бөлүгүндө электр энергиясынын башка түрдөгү энергияларга айлан ылдамдыгын мүнөздөөчү чоңд к токт н к батт л г деп аталат.

К батт л к ж м шт н ошол ж м ш аткарылган бакытка болгон катышы катары эсептелет. P- токт н к батт л г , A-токт н ж м ш , ал эми t ток өткөн бакыт болсо, анда

$$P=A/t \text{ же } P=UI. \quad (5)$$

Чынжырдын бөлүгүндөгү токт н к батт л г ш л бөлүктүн чтарындагы чыңал н ал аркыл агып өткөн ток күчүнө көбөйткөнгө барабар. Б л аныктаманы физикалык мааниси боюнча төмөндөгүдөй да түшүндүрүүгө болот. Чыңал электр талаасынын бирдик заряды жылдыр ж м ш болгонд ктан, UI көбөйтүндүсү бирдик бакыт ичинде өткөргүчтүн т ра кесилиши аркыл агып өтүүчү заряды жылдыр ж м ш , б.а. к батт л г бол п эсептелет.

Жогор да белгиленгендей эле бакыттын эң кичине бөлүгү ичиндеги өзгөрмө токт өзгөрүүсүз деп эсептөөгө болот. Демек, өзгөрмө токт н чынжырындагы көз ирмемче болгон к батт л кт төмөндөгүдөй жаза алабыз:

$$P=ui \quad (6)$$

Б л форм ладагы  $u$  менен  $i$ (3)жана (4) барабардыктары аркыл аныкталышат. Уш га байланышт көз ирмемче болгон к батт л кт  $P=U_m I_m \cos \omega t * \cos(\omega t + \varphi)$ . (7)

түрүндө жазсак болот.

Мезгилдин бир бөлүгү өткөнчө энергия чынжырдын берилген бөлүгүнө келип т рат ( $p>0$ ). Ал эми мезгилдин башка бөлүгү өткөнчө энергиянын кандайдыр бир бөлүгү кайрадан чынжырга кетет ( $p<0$ ). Ошентип, к батт л к бакыттын өтүшү менен мод л боюнча да, ошондой эле белгиси боюнча да өзгөрүп т рат. Уш га байланышт баардык ч рда тең көп мезгилди ичине камтыган жетишеерлик чоң бакыт аралыгы үчүн чынжырдын бөлүгүндөгү орточо к батт л кт билүү керек болот. б л үчүн бир мезгил ичинде орточо к бат л кт аныктоо жетиштүү.

Бир мезгилдеги орточо к батт л кт таб үчүн эки косин ст н көбөйтүндүсүнүн форм ласын колдон менен (7) барабардыгын өзгөртүп түзөбүз:

$$P = \frac{U_m I_m}{2} [\cos \varphi + \cos(2\omega t + \varphi)] = \frac{U_m I_m}{2} \cos \varphi + \frac{U_m I_m}{2} \cos(2\omega t + \varphi).$$

Акыркы барабардыктын оң жагындагы биринчи мүчө бакыттан көз карандысыз бол п калды. Ал эми экинчи мүчөнүн бир мезгил ичиндеги орточо мааниси нөлгө барабар. Ошентип, бир мезгил ичиндеги орточо к батт л к бакыттыан көз каранды болбогон биринчи мүчөгө барабар болот:

$$\bar{P} = \frac{U_m I_m}{2} \cos \varphi = \frac{U_m}{\sqrt{2}} \cdot \frac{I_m}{\sqrt{2}} \cos \varphi \quad (8)$$

Мындагы  $\frac{U_m}{\sqrt{2}}$  менен  $\frac{I_m}{\sqrt{2}}$  чоңд ктары ирети менен өзгөрмө чыңал н н жана өзгөрмө токт н күчүнүнаракет этүү мааниси деп аталып,  $U$  жана  $I$  аркыл белгиленет ( $U = \frac{U_m}{\sqrt{2}}, I = \frac{I_m}{\sqrt{2}}$ ). Эми (8) форм ласын төмөндөгүдөй жаза алабыз:

$$\bar{P} = UI \cos \varphi.$$

Б л чоңд к чынжырдын бөлүгүндөгү өзгөрмө токт н к батт л г деп аталып,  $P$  аркыл белгиленет:

$$P = UI \cos \varphi. \quad (9)$$

Ошентип, чынжырдын бөлүгүндөгү өзгөрмө токт н к батт л г ток менен чыңал н н аракет этүү маанилери аркыл аныкталат. Ошондой эле чыңал менен токт н ортолор ндагы фазалык жылыш дан  $\varphi$  да көз каранды болот. (9) форм ласындагы  $\cos \varphi$  көбөйтүндүсү к батт л кт н коэффициентин деп аталат.

СИ системасында к батт л кт н бирдиги үчүн

$$1 \text{ Вm} = 1 \text{ А} \cdot 1 \text{ В},$$

алынат. К батт л кт н чоң раак бирдиктери бол п 1 гектоватт (1 гВт) жана 1 килловатт (1 кВт) эсептелет:

$$1 \text{ гВт} = 100 \text{ Вt},$$

$$1 \text{ кВт} = 1000 \text{ Вt}, \quad 1 \text{ кВт} = 10 \text{ гВт}.$$

*Бышыктоо учун суроолор:*



- 1 *Өзгөрмө ток деп кандай токту айтабыз?*
- 2 *Өзгөрмө токтуун мезгил жана жыштыгы эмнеге барабар?*
- 3 *Генератордун жөнөкөй модел кандай?*
- 4 *олук электрдик каршылык кандай туюнтулат?*
- 5 *октуун жумушу жана кубаттуулугу кандай аныкталат?*

**Тема: Электр энергиясын аралыкка берүү. Трансформаторлор**

**План:**

- 1 *Электр энергиясын алыскы аралыкка берүүнүн проблемалары.*
- 2 *Өткөргүчтөрдү ысытууга кеткен энергияны азайтуунун жолдору.*
- 3 *Трансформатордун түзүлүшү жана иштөө принциптери.*

*Электр энергиясын алыскы аралыкка берүүнүн проблемалары.* Түрмөштөгү электр энергиясыз жашоого элестетүү мүмкүн эмес. Үй тиричилигинен баштап өндүрүш жайларына дейре электр энергиясы талап кылынат. Ал эми электр станцияларын каалаган жерге тартып берүүгө да мүмкүндүк болбойт. Кыргыз республикасынын шартында электр энергиясы жетиштүү гана жайларда электр станцияларын курууга болот. Мындай мүмкүндүктөр негизинен Нарын дарыясынын аймагында бар. Ошого байланыштуу Нарын дарыясына Ат-Башы, Токтогул, Үч коргон, Күрпсай ж.б. ГЭСтери курулган. Аталган ГЭСтерден иштелип чыккан электр энергиясын алыскы аралыкка жайгашкан өндүрүштүк жайларга, колдончү жерлерге жеткирүү зарылдыгы келип чыгат. Электр энергиясын аралыкка берүү өткөргүчтөр аркылуу иш жүзүндө ашырылат.

Электр энергетикалык системаларда электр станциялардан керектөөчүлөргө жеткиче электр энергиясы бир нече жол өзгөрүүгө дуушар болот, адегенде электр берүүчү линиялардын жоготууларын азайтуу максатында, андан кийин электротехникалык түзүлүштүн натыйжалуу иштөөсүн камсыз кылат. Түрмөштөгү маанисине чейин төмөндөтүлөт.

Практикада электр энергиясын чоң аралыктарга берүүдө 3300, 6600, 10000, 160000, 220000В чыңалмалар колдонулат. Канчалык энергия берүүчү системанын эң жогорку чыңалмасы берилет. Өзгөчө токтон генератор 2200, 6600, 11000, 13200В чыңалмаларда курулат. Өтө чоң чыңалмалардагы генераторлордун курулушу бир топ кыйынчылыктарды жаратат. Мисалы: генератордун өтө жогорку сапатта изоляциялоо керек, о.э. экономикалык жактан дагы ыңгайсыз. Ошондуктан электр энергиясын чоң аралыктарга берүүдө генератордон алынган чыңалманы жогорулатуу керек.

*Өткөргүчтөрдү ысытууга кеткен энергияны азайтуунун жолдору.* Электр энергиясын алыскы аралыкка берүүдөн эң негизги проблема электр станциясын колдончү жай менен таштырчү өткөргүчтөрдү ысытууга кеткен токтон мүмкүн болушунча азайтуу болуп эсептелет. Джоуль-Ленцтин закон боюнча өткөргүчтөрдү ысытууга кеткен энергия

$$Q=I^2Rt \quad (1)$$

формулалары боюнча аныкталат.

Бул формуладан өткөргүчтөрдү ысытууга кеткен энергияны төмөндөтүүнүн эки жолу бар экендигин көрөбүз: биринчиден, өткөргүчтөрдүн

каршылыгын  $R$  төмөндөтүү керек болсо, экинчиден, андагы ток күчүн  $I$  азайт зарылдыгы келип чыгат. Электр-станциядан энергияны пайдалан ч жайга чейин  $t$  таштыр ч өткөргүчтүн каршылыгын азайтыш үчүн сөзсүз ал өткөргүчтүн  $t$  расынан кесилиш аянттары чоңойт зарыл. Алыс аралыкка мындай өткөргүчтөрдү колдон пайдасыз, ашыкча чыгымды талап кылат. Ошентип, иш жүзүндө линиядагы каршылыкты белгилүү денгээлгэ чейин төмөндөтүү өтө кыйынчылыкка алып келет. Ушга байланышты экинчи мүмкүндүгү болгон ток күчүн төмөндөтүү зарылдыгы пайда болот.

Токтн  $k$  батт  $l$  г ток күчүн чыңал  $g$  көбөйткөнгө барабар ( $P=IU$ ,  $\cos \varphi = 1$ ). Демек, берилүүчү  $k$  батт  $l$  кт сакташ үчүн ток күчүн азайт менен ошол эле  $l$  рда чыңал  $n$  ошончол  $k$  чоңд кка чоңойт жетиштүү.

Электр энергиясы берилүүчү өткөргүчтөгү чыңал канчалык чоң болсо, ошончол  $k$  пайда болот. Анткени  $b$   $l$  ч рда ток күчү төмөндөө менен өткөргүчтөрдү  $l$  ысыт  $g$  кеткен энергия азайат ( өткөргүчтөрдү  $l$  ысыт  $g$  кеткен энергия ток күчүнүн квадратына пропорционалд ). Берилүүчү  $k$  бат  $l$  кт сактап кал менен өзгөрмө токтн чыңал  $s$   $n$  чоңойт трансформатор аркыл  $g$  гана иш жүзүнө ашырылат.

Электр станциясында жогорлат ч трансформатор коюлат.  $M$   $n$  менен колдон ч жайга жогорк чыңал дагы ток берилет. Ал эми колдон  $l$  ч жайдын алдына төмөндөтүүчү трансформатор орнотлат.

Ошентип энергия талап кыл ч жай нормалд чыңал дагы электр энергиясын ала алат. Нормалд чыңал дагы ток колдон  $l$  га да корк  $n$   $l$   $z$ , анчалык деле өзгөчө изоляцияны талап кылбайт.

Электр энергиясын өткөргүчтөр аркыл аралыкка берүү, биринчи жол тажрыйба жүзүндө 1874-жылы, ор с электриги Ф.А. Пироцкий тарабынан жүргүзүлгөн. Ал  $6$  кВм  $k$  батт  $l$  ктагы электр тогн  $1$  км аралыкка берүүнү иш жүзүнө ашырган.

Ф.А. Пироцкийдин  $b$   $l$  ийгилиги ор с ок  $m$  шт  $s$  Д.А. Лачиновд кызыктырып, ал дүйнөдө биринчи жол теория жүзүндө электр энергиясын алыскы аралыкка берүү мүмкүндүгүн иштеп чыккан. Ошон менен бирге эле электр энергиясын өткөргүч аркыл берүүдө сарпталган энергияны азайт үчүн токтн чыңал  $s$   $n$  жогорлат зарылдыгын далилдеген.

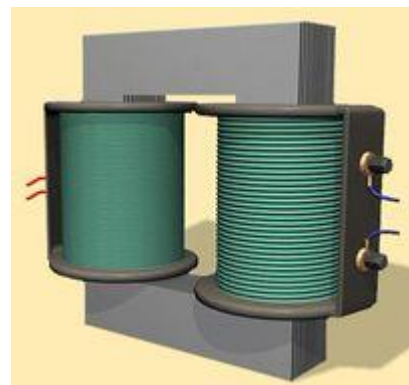
$B$   $l$  максатта трансформаторлор колдонлат.

*рансформатордун түзүлүшү жана иштөө принциби.*

Өзгөрмө токтн күчүн жана чыңал  $s$   $n$   $t$  ракт жыштыкта өзгөртүп түзүүчү прибор *трансформатор* деп аталат. Ал 1876-жылы ор с физиги П.Н. Яблочков тарабынан ойлоп табылган. Анын трансформатор изолизацияланган зымдары бар эки катшал стержен түрүндөгү темир өзөкчөдөн  $t$  рган. Андан кийин И.Ф. Усагин  $b$   $l$  трансформаторд  $t$  юк өзөкчөнү колдон менен андан ары өркүндөтүп кайрадан иштеп чыккан. Трансформатордн иштөө принциби электро магниттик индукция  $k$   $b$   $l$   $l$  на негизделген. Анын өзөгү бири-биринен изолизацияланган  $g$   $k$  болот пластиналардан  $t$  рган төрт  $b$   $r$ ч формасындагы  $t$  юк рама бол  $p$

эсептелет. Ага ар кандай сандагы зым оромдор бар эки катшка кийгизилет. Эки катшкадагы зым оромдор изоляцияланып бири-бирине кошлбайт.

Ором өзгөрмө токту  $n$  бөлүгүнө таштырылган катшка, биринчи, ал эми керектелүүчү таштырылган экинчиде аталат. Трансформатордун негизги бөлүктөрү - магнит өткөргүч жана оромдор. Магнит өткөргүч өз ара изоляцияланган пластиналардан турат. Бул пластиналар электротехникалык болоттон жасалат. Оромдор жайгашкан бөлүгү өзөкчө деп аталат. Ал эми өзөктөрдү тутуштаган магнит өткөргүчүнүн бөлүгү ярмо деп аталат.



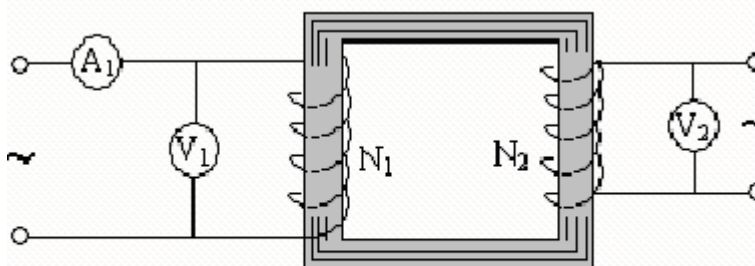
1-сүрөт.

Биринчи катшкага келүүчү өзгөрмө ток трансформатордун өзөкчөсүндө өзгөрмө магнит талаасын түзөт. Бул талаа экинчи катшкада индукциянын э.к.к. пайда кылат. Анткени анын ичи аркылуу өтүүчү магнит агымы үзгүлтүксүз өзгөрүп турат. Өзөкчөнүн материалы катары ферромагниттик заттар гана колдонулат. Бирок бардык эле ферромагнетиктер трансформатордун өзөкчөсүн даярдоого жарай бербейт. Өзөкчөнүн материалы аны өзгөрмө магнит талаасы менен үзгүлтүксүз кайра магниттеп турганда мүмкүн болгон нуска аз энергия зарыл болушу керек. Андай болгондо трансформатор өтө ысып кетет. Ушуга байланыштуу өзөкчөнү даярдоочу материал катары атайын трансформатордук болот пайдаланылат.

Эгер трансформатордун экинчи катшкасынын чынжыры ажыратылган болсо, анда биринчи катшкадагы ток чынжырда ток бир кыйла аз болот. Бул трансформатордун эң чоң өзүнчө индукцияга ээ болушу менен түшүндүрүлөт. Биринчи катшкада пайда болгон өзүнчө индукциянын э.к.к. анын чыңарындагы чыңал дээрлик тактыкта барабар болуп, чыңалга карама каршы аракет кылат. Бул учурда биринчи катшканын оромосунда күч жумалаш деп аталган эң эле күчсүз өзгөрмө тогу өтөт. Ал ток өзгөчөдө магнит талаасынын өзгөрүүсүн кармап турат. Магнит талаасынын бул өзгөрүүсү өзүнчө индукциянын жетишээрлик э.к.к. пайда кылууга зарыл болот.

Ошол эле магнит талаасы экинчи катшканын оромдорунда жана экинчи катшкалардын оромдорунун ар биринде бирдей э.к.к. индукциялайт. Мындан трансформатордун катшкаларында пайда болгон индукциянын э.к.к., демек, болжол менен трансформатор алганда, катшкалардагы чыңал бул катшкалардагы оромдордун санына пропорционалды экендиги келип чыгат. Оромдордун саны көп болгон чыңалдын ором деп, ал эми төмөнкү чыңалдын ором деп аталат.

Ошентип, жогоркулардагы трансформаторлордо



төмөнкү чыңал н н ором алгачкы бол п, ал эми төмөндөтүүчү трансформаторлордо жогорк чыңал н н ором алгачкы болот.

Трансформаторд н иштөө ч р нда оромдордог жана магнит өткөргүчүндөгү электр энергиясы жыл л кка айланып, бир аз коромж га ч райт. Жүктүн тог жана б лактын чыңал с канчалык чоң болгон сайын трансформаторд н оромдор жана магнит өткөргүчү ошончол к кат ысыйт. Алардын ашыкча көп ысып кетиши изоляциянын эскирип, б з л ш на жана оромдорд н арасында кыска т таш н пайда кылып, трансформаторд н иштен чыгышына алып келет.

Ошонд ктан күчтүү трансформаторлорд жасооч ишкана тарабынан паспортт к параметрлер берилет; трансформациялоо коэффициенти- $n$ ,  $U_1$ -кирүүчү,  $U_2$ -чыг ч чыңал лар,  $I_1$  жана  $I_2$  токтор , к р жүрүш тог  $I_{кж}$  ж.б. Узак бакыт бою иштетилгенде, өзгөчө, ток өтө көп болсо баштапкы чыңал н н жана температ расынын жогор бол ш нан изоляциянын сапаты төмөндөп, энергиянын жогот лары көбөйөт. Уш л себептен трансформаторд н негизги параметрлерин мезгил мезгили менен текшерип т р зарыл. Б л параметрлер ( $U_{кж}, I_{кж}$ ) оромдордог изоляциядагы жана магнит өткөргүчүндөгү жогот ларды мүнөздөйт.

Трансформаторд н эки иштөө режими бар: к р жүрүш режими жана ж м шч режим.

К р жүрүш режиминде трансформаторд н экинчи ором үзүк болот. Мында биринчи оромго  $U_1$  чыңал с берилет жана магнит өткөргүчүндө берилген токт н 3- 10%ин түзгөн  $I_1$  тог өтөт.

Магнит өткөргүчүндөгү магнит агымы алгачкы оромд н санынан жаралат, ал эми экинчи ток к р жүрүш тог  $I_{кж}$  деп аталат. Өзгөрмө магнит агымы  $\Phi_{оз} = \Phi_0 \sin \omega t$  оромдордо ЭККларды жаратат жана ар бир оромд н ЭККлары оромдорд н санына түз пропорциял бол шат:

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = \frac{n_1}{n_2} = \kappa \quad (1)$$

Б л катыш трансформациялоо коэффициенти деп аталат. Мында,  $U_1 = \varepsilon_1$  үзүлгөн экинчи оромдорд н чтарындагы чыңал  $U_2$  андагы ЭККга барабар.

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \Rightarrow \frac{U_1}{U_2} = \frac{n_1}{n_2} = \kappa \quad (2)$$

$\kappa > 1$  болсо, трансформатор - төмөндөтүүчү, ал эми  $\kappa < 1$  болсо, жогор лат ч болот.

Эгер экинчи кат шкадагы оромдорд н саны биринчиге караганда көп болсо, ( $n_1 > n_2$ ) анда *трансформатор жогорулатуучу* деп аталат. Анткени экинчи оромдо биринчиге караганда чыңал жогор болот. Эгер экинчи кат шкадагы оромдорд н саны биринчиге караганда аз болсо, анда ( $n_1 < n_2$ ) *трансформатор төмөндөтүүчү* деп аталат.

Экинчи кат шканын чынжырын т таштырганда ал боюнча өтүп жаткан ток өзөкчөдө кош мча магнит агымын пайда кылат. Б л магнит агымы биринчи кат шкадагы магнит агымына карама каршы багытталган болот. Өзөкчөдөгү магнит агымынын начарлашы биринчи кат шкадагы индукциянын э.к.к. азайтат. Уш га байланышт андагы токт н чоңд г өзөкчөдөгү магнит агымы м рдагы маанисине жеткенге дейре өсө берет. Эки кат шка тең бирдей кош мча магнит талаасын түзөт. Ал эми кат шка тарабынан пайда бол ч магнит агымы андагы ток күчү менен анын оромдор н н санына болгон көбөйтүндүсү аркыл аныкталгандыктан, болжол менен

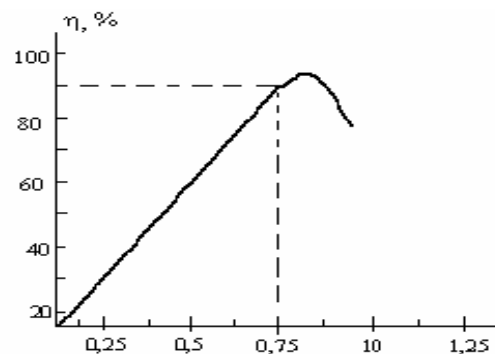
$$I_1 n_2 = I_2 n_1 \quad (4)$$

барабардыгын жаза алабыз. (2) барабардыгын  $\frac{U_1}{U_2} = \frac{I_2}{I_1}$  түрүндө да жазсак болот.

(4) форм ласынан трансформаторд н кат шкаларындагы токт н күчү алардын оромдор н н санына тескери пропорциялаш экендиги көрүнүп т рат.

Ошентип, трансформатордо электр энергиясын бир чынжырдан экинчисине берүү электр-магниттик индукция к б л ш н н жардамы менен жүргүзүлөт. Трансформатор канчалык к батт болсо, анын пайдал аракет коэффициентин (п.а.к.) ошончол к жогор болот. Трансформаторд н параметрлерин (трансформациялоо коэффициентин, оромдорд н каршылыктары ж.б.) к р жүрүш жана кыска т таш режимдери боюнча тажрыйба жүргүзүү менен аныктоого болот. Трансформатордо кыска т таш режимин түзүүдө экинчи оромд кыска т таштырбайт, ал эми биринчи оромго оромдордог токт н мааниси номиналдык мааниге жеткендей гана анча мааниге ээ болбогондой аз чыңал берилет. Трансформаторд н ж м шч

жүрүш режимин үйрөнүү менен трансформаторд н ПАКтин аныктоого болот. Чоң к батт л ктагы өзгөрмө токт өзгөртүп түзүүчү трансформаторлорд н ПАКти 98-99% ке чейин болот. Трансформаторлорд н ПАКнин төмөндөшү өткөргүчтөрдүн, оромдорд н жана болот өзөкчөлөрдүн ысып кетиши үчүн энергиянын сарп кылынышы менен шартталат.



2-сүрөт

Өтө к батт трансформаторд н п.а.к. 98% дейре жетет. ерилген к батт л ктагы токт аралыкка берүүдө бир нече аз к батт трансформаторд н орд на бир гана ошол к батт л кка эсептелген трансформаторд колдон максатка ылайыкт экендигин көргөзөт.

Эгер трансформаторд ибиринчи кат шкасын т р акт токт н чынжырына т аштырса, анда трансформаторд н өзөкчөсүндөгү магнит талаасы т ракт болот. Уш га байланышт экинчи кат шкада э.к.к. инд кцияланбайт.

*Бышыктоо үчүн суроолор:*

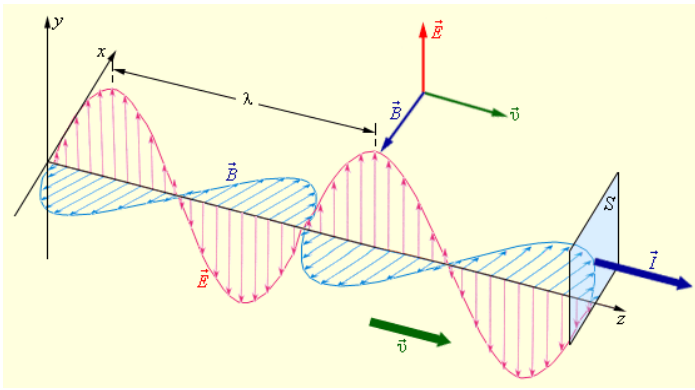
- 1 Электр энерг ясын алыскы аралыкка берүүдөгү проблемалар кандай?*
- 2 рансформатордун иштөө пр нц б кандай?*
- 3 Жогорулатуучу жана төмөндөтүүчү трансформатордун айырмачылыктары эмнеде?*

**Тема: Электр магниттик толк ндардын пайда бол механизми жана негизги касиеттери. Герцтин тажрыйбалары.**

**План:**

- 1.Электромагн тт к толкундардын пайда болуу механ зм*
- 2.Герцт н тажрыйбалары*
- 3.Электромагн тт к толкундардын байланыш каражаттарында пайдаланышы.*

**1.Электр магниттик толк ндардын пайда бол механизми**  
Өзгөрмө электр талаасынын магнит талаасын пайда кылса, тескерисинче өзгөрмө магнит талаасы электр талаасын жаратат. Б л талаанын ар бир чекитинде өз ара бири бири менен байланышт , бакыт боюнча өзгөрүп т р ч электр жана магнит талааларынын чыңал лары  $\vec{E}$  жана  $\vec{H}$  аркыл т юнт лат. Мейкиндиктин белгилүү бир чекитинде электр талаасынын чыңалышынын өзгөрүүсү, анын айланасындагы бардык чекитинде өзгөрмөлүү магнит талаасын пайда кылат. Өзгөрмөлүү  $\vec{E}$  жана  $\vec{H}$  өз кезегинде андан алыскы чекиттеги электр жана магниттик чыңал ларды жаратат. Демек, электр магниттик талаа мейкиндиктин белгилүү бир көлөмүндө гана болбостон, ал мейкиндиктин бир чекитинен экинчи чекитине кандайдыр бир ылдамдык менен таралат.Электромагниттик талаанын ар бир чекити электр жана магнит талаасынын чыңалыштарынын (E,H) белгилүү маанилери менен мүнөздөлөт. Б.а., электр талаасынын чыңалышы эң чоң болгондо, магнит талаасынын чыңалышы да эң чоң болот жана тескерисинче. Электромангиттик толк ндар т расынан бол ч толк ндарга кирет.Электромагниттик толк ндардын графикте мүнөздөлүшү 1-сүрөттө берилген.



1-сүрөт

Электрдик жана магниттик талааларынын чыңалыштары кандайдыр бир мезгилдүү закон ченемдүүлүк боюнча өзгөрүү менен электр магниттик талаанын таралышы *электромагниттик толкун* деп аталат. Демек, электромагниттик толкундардын бөлүгү болуп, электрдик термелүү контур же өзгөрмө ток өтүп жаткан ар кандай өткөргүч боло алат. Электромагниттик толкундун бөлүгүнүн «нрдант жөндөмдүүлүгү» анын формасынан жана өлчөмүнөн, ошондой эле термелүү жыштыгынан көз каранды.

Берилген контурдун нрдант жөндөмдүүлүгүн жогорлатуу үчүн бөлүк контурдун электромагниттик талааны пайда кылып жаткан мейкиндик аймагын чоңойтуу зарыл. Мисалы, кадимки термелүү контур электромагниттик талааны индуктивдүүлүк катмары менен конденсатордун обкладкаларынын ортолорундагы чоң эмес аймакта гана пайда кыла алат. Ушуга байланыштуу талааны жетишерлик чоң өлчөмдөн нрдант албайт. Ага салыштырмалы эки өткөргүчтү система «ачык» контур болуп эсептелип, бир кыйла жогоркун нрдант жөндөмдүүлүгүнө ээ. Өткөргүчтөрдү ажыратып сызыктан вибратордун ал менен, анын нрдант жөндөмдүүлүгүн дагы жогорлатууга болот. Мында горизонталдык жана вертикалдык антенналар колдонулат.

Электромагниттик толкун өзүнүн таралыш багыты боюнча белгилүү өлчөмдөгү энергияны алып жүрөт. Электромагниттик толкундары бир кыйла кенен диапазондогу жыштыктарга

$$v = \omega / 2\pi \text{ ээ болуп шат.}$$

Адатта аларды толкун узундуктары  $\lambda = c/v = 2\pi c/\omega$  боюнча айырмаланышат. Радиотехникада толкун узундуктары бир нече километрден бир нече сантиметрге чейинки электромагниттик толкундар пайдаланылат.

Лабораториялык шарттарда толкун узундуктары миллиметрлер менен өлчөнгөн нрдантар алынган. Толкун узундугу 340 микрометрден 0,01 микрометрге чейинки аралыкта жаткан электр магниттик толкундар *оптикалык нурдануулар*, б.а. жарык толкундары деп аталат. Толкун узундугу  $\lambda > 0,77$  микрометр болгон оптикалык нрдант *инфракызыл* деп аталса, ал

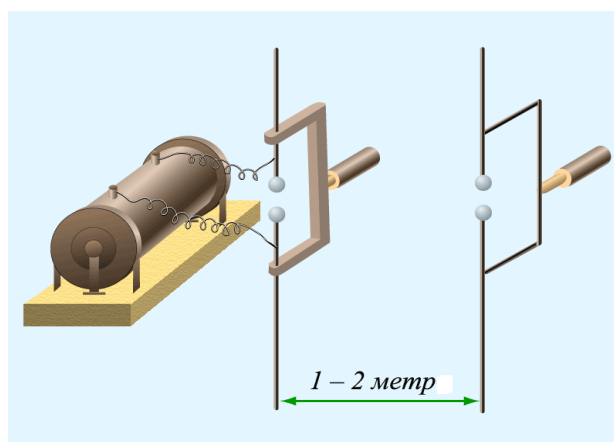
эми  $\lambda < 0,38$ микрометр болгон н рдан ультракызгылт-көк н рдан деп аталат. Бүгүнкү күндө баардык электромагниттик толкндар толкнзндг (жыштыгы) негизги алты диапазонго бөлүнгөн: радиотолкндар, ультракызыл н рдан, көзгө көрүнгөн н рдан, ультракөк н рдан, рентген н рлары жана  $\gamma$  н рдан.



## 2-сүрөт

2.Герцтин тажрыйбалары. Электромагниттик толкндары биринчи жол 1888-жылы немец физиги Г.Р. Герц тарабынан тажрыйба жүзүндө алынган жана изилденген. Бул ачылыш аркылы Максвеллдин электромагниттик толкндар жөнүндөгү теориясынын тууралыгы аныкталып, ар кандай толкнзндктары электромагниттик толкндардын практика жүзүндө алынышына жол ачылган.

Герц электромагниттик толкндарды ал үчүн бири-биринен чыккандар аралык аркылы бөлүнүп, эки таякчадан турган өзү ойлоп вибраторд колдонгон. Индукциялык катушкадан дирилдеткичке жогорку чыңал берилген аралыкта чыккандар пайда болуп турган. Дирилдеткичте басандооч электрдик термелүү пайда болгон (3-сүрөт; сүрөттө көрсөтүлгөн дросселдер жогорку жыштыктагы ток индуктордун оромдоруна да бөлүнүп кетпөө



максатында коюлган.). Ар кандай зндктагы дирилдеткичтерди иймек параболалык күзгүнүн фокусна жайланыштыры менен Герц, толкнзндктары 0,6 метрден 10 метрге чейинки багытта жалпак толкндарды алган. Герц ошондой эле нрданган толкндардын ортосунда анча чоң эмес



чк нд каралыгы болгон Герцтин вибратор 3-сүрөт жарым толк нд дирилдеткичтин жардамы менен да изилдөөнү ишине жүзүнө ашырган. Мындай дирилдеткичти толк ндардын электр талаасынын чыңалыш вектор на параллель жайгаштырганда, ток менен чыңал н н термелүүлөр дүүлүгүүгө д шар болгон. Дирилдеткичтин з нд г  $\lambda/2$  барабар чоңд кта тандалып алынгандыктан андагы термелүү, резонанска баланышт , жогорк ргаалд л кка жеткен.

М н негизинде чк нд к аралыкта анча чоң эмес чоңд ктардын тез өтүүлөрү пайда болгон.

Темир күзгүнүн жардамы менен жалпак толк нд карама-каршы багытка чагылдыр аркыл Герц т р ч толк нд алган. Анын толк н з нд г  $\lambda$  аныктоого жетишкен. Толк н з нд г  $n\lambda$  дирилдеткичтин термелүү жыштыгына  $\nu$  көбөйтүү менен электрмагниттик толк ндардын ылдамдыгын таб га мүмкүн болгон. Ал ылдамдык жарык ылдамдыгына жакын маанини берген. Бири-бирине паралелдүү жез зымдар жасалган точон н толк нд н жол на кою менен Герц, бир катар маалыматтарды алган. Мисалы, торчон н рдн айланасында айландырганда торчо аркыл өткөн толк ндардын ргаалд л г бир кыйла өзгөргөн. Эгер торчон түзүүчү зымдар  $\vec{E}$  вектор на перпендик лярд болсо, анда торчо аркыл толк н эч тоскоолс з өткөн. Ал эми зымдар  $\vec{E}$  параллель кой лса, анда толк н торчо аркыл өспөй калган. Ошентип, электр-магниттик толк ндарды т расынан кеткен толк н экендиги далиденген.

Герцтин тажрыйбалары П.Э. Лебедев тарабынан лантылып, 1894-жылы з нд г  $6\text{ мм}$  болгон электр-магниттик толк ндар алынган.

1896-жылы А.С. Попов биринчи жол электромагниттик толк ндардын жардамы менен  $250\text{ м}$  аралыкка маалымат берүүнү иш жүзүнө ашырган ( $6\text{ м}$  аралыкка «Генрих Герц» деген сөздөр берилген). Мына ш н менен радиотехниканын негизи башталган.

### 3.Электромагниттик толк ндардын байланыш каражаттарында пайдаланышы.

Герц тажрыйбалары электрмагниттик нрдан н н жардамы менен сигналдарды аралыкка берүүгө жана кабыл ал га болорл г н көргөзгөн. Бирок м н н бардыгы лабораториялык шартта, өтө кыска аралыкта гана жүргүзүлгөн. А.С.Попов антеннанын жардамы менен дирилдеткичтин нрдант с н к батт л г н жана резанаторд н сезгичтигин бир нече эсе чоңойт га жетишкен. Мына ш ндай жол менен ал, электр магнитик толк ндарды пайдаланып, алыскы аралык менен байланыш түзө алган. Электромагниттик толк ндардын берүүчү (передатчигин) жана кабыл ал ч (приемнигин) аспаптарын өркүндөтүү аркыл А.С.Попов, Морзенин телеграфтык алиппесин колдон менен сөздөрдү аралыкка берип жана аны кабыл ал мүмкүндүгүнө жетише алган. Мындан көп өтпөй эле ал, б л сигналдарды телефонд н жардамы менен г п кабыл ал га болорл г н

көргөзгөн. Байланыштын мындай жол *рад о телегармма берүү* деп аталган. Поповдун ачылышынын мааниси өтө зор. Азыркы турмушта радиобайланыш кандай роль ойноруунан ар бирибиз жакшы билебиз.

1895-жылдын 7-майында А.С.Попов Россиянын физика-химиялык коомунда атмосферада электр-магниттик термелүүлөрдү кабыл алуучу жана каттоочу прибор жөнүндө доклад жасаган. Ошондон бери 7-май ар жылы радио күнү болуп белгиленип келе жатат. А.С. Попов докладынын аягын төмөндөгүдөй жыйынтык менен аяктаган: «Менин бул приборум мындан аркы өркүндөтүүдөн кийин күчтүү электрдик термелүүлөрдүн жардамы менен сигналдарды аралыкка берүүгө колдонмолуш мүмкүн. Ал үчүн жетишээрлик энергиял термелүүлөрдүн булагын табуу керек».

Андан бери бир кылымдан ашык мезгил өттү. Радиотехника болуп көрбөгөндөй ийгиликтерге жетишти. Азыркы күндө электр-магниттик толкундар радиотелеграфта, радиотелефондо, телеберүүлөрдө, радионавигацияларда, радиолокацияларда ж.б. кеңири колдонулуда.

Жөнөкөй радио байланыш кандай иш жүзүнө ашыраарын карайлы. Радиобергич турмуштук жыштыктагы электр-магниттик толкундарды өндүрөт. Ал  $A_1$  антеннасы жана жерге таштырылган жогорку жыштыктагы басаңдабас термелүүнүн генераторунан турат (а). Качкычынын жардамы менен кыска жана узакка созулган сигналдарды берүүгө болот.

Радиобергичтен алыскы аралыкка электромагниттик толкундарды кабылдагыч орноштурулат. Электромагниттик толкундар  $A_2$  антеннасында өзгөрмө э.к.к. пайда кылып, термелүү контурда электромагниттик термелүүлөр келип чыгат.

Өзгөрмө сыйымдуулуктагы  $C$  конденсаторунун жардамы менен кабылдагыч тиешелүү толкунга келтирели. Кабылдагычтын контуринда пайда болгон термелүү  $D$  детекторна берилет, ал болсо өзгөрмө токтун турмуштук токко айландырылат. Турмуштук токту телефон менен жабдылган телеграфтын электр-магнитине жиберилет.

Телефонго параллель блоктирөөчү  $C_1$  конденсатор таштырылат.  $C_1$  конденсатор мезгилдин биринчи жарымында заряддалат, ал эми мезгилдин экинчи жарымында телефон же телеграф аркылуу зарядсызданат.

Радиотолкундарынын жардамы менен ар кандай объектилери (самолет, кеме ж.б.) кайсы жерде экендигин табуу, координаталарын ж.б. мүнөздөмөлөрүн аныктоо, аларга чейинки аралыкты өлчөө *радолокация* деп аталат.

Радиолокация объектилердин электромагниттик толкундарын өндүрүшү жана чагылтуусуна негизделген. Радиолокациянын үч түрү бар; а) объектиге радио толкундары жиберилип, андан кайра чагылган радио толкундарын кабылдоо; б) жиберилген радио толкундар объектти кабыл алып, аны кайра өндүрүшкөн радио толкундарды кабылдоо; в) объектинин өзү чыгарган радио толкундарды кабылдоо.

Азыркы күндө радиолокация илимий жана техникалык жагынан тез өнүгүп, күчтөр жана эл чарбасы үчүн зор мааниге ээ болгон тармакка айланды. Радиолокациянын жардамы менен навигация, чач аппараттарды башкар, кемелердин координаталарын аныктоо, аба ырайын алдын ала айт ж.б. иштер жүзөгө ашырыл да.

Космост к радиобайланыштар боюнча боюнча жетишкендиктер «Орбита» деп аталган жаңы байланыш системасын жарат га алып келди. Б л система ретрансляциялооч байланыш сп тниктери колдон лат. «Молния» деп аталган байланыш сп тниктери өтө эле алыскы орбиталарга ч р лат. Алардын айлан мезгили 12 саатка соз лат.

Ири өлкөлөрдүн борбор шаарларында чыг ч газеталардын маккетери *фототелеграф* аркыл башка шаарларга берилип, ал шаарлардан бир нече миңдеген н скада басылып чыгар да. Ал эми *телев дение* болсо Респ бликабыздын бардык айыл-кыштактарында жетти. Телевидениенин схемасынын негизинен радиоберүүлөрдүн схемасына окшош келет. Берүүчүдөгү (передатчиктеги) термелүүнүн жыштыгы үн сигналы менен эле эмес, ошондой эле берүүчү түтүктөн келүүчү сүрөттөлүштүн алдын ала күчөтүлгөн сигнал аркыл да мод ляцияланат. Телевизорд к кабыл алгыча жогорк жыштыктагы сигнал: Сүрөттөлүштү берүүчү, үндү алып жүрүүчү жана башкар сигналдары бол п үчкө бөлүнөт. Б л сигналдар күчөтүлгөндөн кийин өз трактысына берилип, максаттарына жараша пайдаланылат.

*Бышыктоо үчүн суроолор.*

- 1. Электр жана магн т талааларынын өз ара байланышы кандай?*
- 2. Герцт н тажрыйбасы кандай йг л ктерге жет шкен?*
- 3. Жөнөкөй рад обайланыш кандай ш жүзүндө ашырылат?*
- 4. Электромагн тт к толкундардын байланыш каражаттарында колдонуудагы А. .Поповдун ролу*
- 5. Рад олокац янын кандай ыкмалары бар?*

**Тема: Жарык-электромагниттик толк н. Жарыктын толк нд к жана кванттык жаратылышы. Жарык күчү. Жарыктаныш.**

*План:*

- 1. Жарыктын толкундук жана кванттык жаратылышы.*
- 2. Жарык агымы. Жарык булагы. Жарык күчү.*
- 3. Жарыктаныш.*

**1. Жарыктын толк нд к жана кванттык жаратылышы.**

Жарык к б л штарын түшүндүрүүдө-толк нд к жана корп скалярдык (фотонд к) бол п эки теория колдон лат. Биринчиси-толк нд к (электромагниттик ) теориясы боюнча жарык н рдан с толк н з нд ктары 0,4

төн 0,76 мкм чейинки аралыкта жаткан электр-магниттик толкндар болп эсептелет. Толкндардын катары мындан кыска жана уз болгон толкндар адамдын көүү организмине жарык сезимин пайда кылбайт, алар атайын жасалган аппараттар аркылы гана байкалат. Экинчиси-квантык (фотондук) теория боюнча жарык нрдан с өзгөчө бөлүкчөлөрдүн-фотондордун агымы болп эсептелет. Фотондор массага, энергия жана импульска (кыймыл санына) ээ болшат.

Толкндук теориясынын жардамы менен жарыктын таралыш закондор (чагылыш, интерференциясы, дифракциясы ж.б.) түшүндүрүлөт. Квант физикасынын жардам аркылы жарык менен заттардын ортосундагы өз ара аракеттенүү закондор (электрондордун жарыкты жтш жана чагылдырылышы, атомдордун жарыктын нрданышы жана жтш ж.б.) түшүндүрүлөт. Нрдантын н бардык кблштарын, жарыктын таралышын жана жтлшн аталган теориялардын бири менен гана түшүндүрүү мүмкүн эмес. Ошентип, жарык кблшн толкндик жана квантык теориялар биригип, чоң колдонулат. Мындай жаңы теория *жарыктын квант теориясы* деп аталат, XX кылымдын л физиктери М.Планк, А. Эйнштейн, Н. Бор ж. башкалар тарабынан түзүлгөн. Орн физиги С.И. Вавилов (1891-1951) жарыктын нрдан снн квантык мүнөздө экендигин байкоонун атайын ыкмасын иштеп чыккан. Толкндук теориясы боюнча жарык толкнун таандык болгон термелүү жыштыгы  $\nu$  аркылы, квантык теория боюнча жарыкты түзүүчү фотондордун энергиясынын  $E_\phi$  массасынын  $m_\phi$  жана  $P_\phi$  импульсн аныктоого болот:

$$E_\phi = h\nu; \quad m_\phi = h\nu/c^2; \quad P_\phi = h\nu/c;$$

Мындагы  $h = 6,625 \cdot 10^{-27}$  эрг•с =  $6,626 \cdot 10^{-34}$  Дж•с - Планк тирактлгы;  $c$  - жарык ылдамдыгы.

(1) формаларынын биринчисинен жыштык кичине болсо, б.а. толкн узндг чоң болсо  $\left(\lambda = \frac{c}{\nu}\right)$  квантын чоңдг эң эле кичине болп, нрдан дагы квантык мүнөздү байкоого кыйынчылык тлат. Мындай кблштан нрданн толкндук мүнөзү ачык байкалып, толкн теориясы аркылы жакшы түшүндүрүлөт. Бга мисал катары радиотолкндарынын жтлшн жана нрданышын алсак болот. Блчрдан нрданн квантык жаратылышы дээрлик практикалык мааниге ээ болбойт.

Бга тескерисинче, радиотолкндарынын кванттарына караганда, кванттары миллиард эссе чоң болгон рентген нрларынын нрданышы менен жтлшнда рентген нрларынын квантык жаратылышы манилүү ролд ойнойт. Ушга байланыштуу рентген нрларынын нрданышы жана жтлш квант теориясынын жардамы менен түшүндүрүлөт.

Инфракызыл, ультракызылт-көк нрлардын заттар менен өз ара аракеттенүүсүндө нрданн толкндук да, квантык да касиеттери байкалат. Мындай чрлардагы кблштарды түшүндүрүүдө нрданн эки теориясы тең колдонулат. Жарыктын квантык касиеттери оптиканын квантык оптика

деп атал ч бөлүмүндө каралат. Б л бөлүмдө жарыктын н рдан с н н дискреттүү мүнөздө экендиги жана анын заттар менен өз ара аракеттенүүсүн изилденет.

Квант оптикасында жарык өзгөчө бөлүктөрдүн-фотондорд н агымы бол п эсептелет. Фотон тынч абалында массага ээ эмес ( $m_0=0$ ), Вак мда жарык ылдамдыгынын С барабар болгон ылдамдык менен кыймылда болот. Фотонд н негизги мүнөздөмөлөрү бол п, анын энергиясы Е имп льс Р жана массасы эсептелет:

$$E=hc/\lambda_0, p=hc/\lambda_0, m = \frac{hc}{c^2 \lambda_0}. \quad (2)$$

Мында  $\nu$ -электромагниттик жарык толк н н н жыштыгы:  $\lambda_0$ -вак мдагы толк н з нд г ;  $h$ -Планк т ракт л г .  $V$  жыштыкка ээ болгон монохроматикалык жарыкта бардык фотондор бирдей энергияга, имп лска жана массага ээ бол шат.

Абсолютт к сын көрсөткүчү  $n$  болгон каалагандай заттарда фотондор вак мдагы жарык ылдамдыгындай ылдамдыкта кыймылда бол шат. Ал эми заттагы жарык толк н н ылдамдыгы  $\nu, n$  эсеге кичинелик кылат:  $\nu=c/n$ . Электр-магниттик толк н фронт н н заттардатарал ылдамдыгы  $\nu$  менен фотондорд н заттардагы ылдамдыгын адаштыр га болбойт. Фотондор заттарда бир бөлүкчөдөн (атомдордон, малек лалардан) экинчисине вак мдагыдай кыймылдайт, бөлүкчөлөргө « р н » менен аларга ж т л п кетишет да кайрадан пайда бол шат (фотондорд н заттардагы мындай татаал к б л штары элементардык физиканын көлөмүнө каралбайт).

Фотонд н негизги касиеттерин мүнөздөөчү энергиясы, имп льс жана массасы (2) форм лаларын карагыла электр-магниттик толк нд мүнөздөөчү жыштык же вак мдагы толк н з нд г аркыл т юнт лат. Мына ш н менен жарыктын корп ск лалык-толк нд к э к л к касиетке ээ экендигин ачык көрүнүп т рат. Бир жагынан жарык интерференция, дифракция, жана поляризация к б л штарынан көрүнүп т ргандай толк н касиетке ээ болсо, экинчи жагынан жарык фотондорд н агымы бол п эсептелет. Жыштык  $\nu$  Кичине мааниге ээ болгон ч рда жарыкта толк нд к касиетке көбүрөөк рол ойносо,  $\nu$  чоң болгон кезде жарыктын кванттык касиети көбүрөөк байкалат. Жарыктын кванттык жана толк нд к касиеттери бири-биринен өз ара тол ктап т р шат. Жарыктын кванттык касиеттери электр-магниттик н рдан н н энергиясы, имп льс жана массасы өзгөчө бөлүкчөлөрдө фотондордо топтолгонд г нда.

## 2. Жарык агымы. Жарык б лагы. Жарык күчү.

Адамзаттын жашоос нда көзгө көрүнгөн жарык чоң роль ойнойт. Бизди к рчап т рган дүйнө, айлана-чөйрө жөнүндөгү маалыматтардын көпчүлүк бөлүгүн көзүбүздүн жардамында алабыз.

Практикада адамзаттын ишмердүүлүгү үчүн жагымд шарттарды түзүү максатында жарык б лактарын т ра пайдалан талап кылынат.

Мисалга алсак, айланадагы предметтерди көрүү үчүн жарык б-лактарын (жарыктандыргыч приборлор н, жарык призмаларын ж.б.) ж м шч орндарга кандай жайгаштыр керек, алардын саны, констр-кциясы кандай бол-с керек ж.б. .с. маселелерди чечүүгө т-ра келет. Б-л ч-рда электромагниттик н-рдан н-н көзгө көрүнгөн диапазон болгон жарыкка гана тиешелүү касиеттер, закон ченемдүүлүктөр эске алынат.

Жарык белгилүү бир энергиянын запасына ээ болот. Ошонд-ктан жарыктын интенсивдүүлүгү биринчи кезекте ташылган энергиянын чоңд-г аркыл мүнөздөлөт. Жарыктын жана жарык б-лактарынын интенсивдүүлүгүн өлчөп аныктооч-оптиканын бөлүгү фотометрия деп аталат.

Колдонмо жарык техникасында (фотометрияда) бир гана жарык интенсивдүүлүгүнүн энергетикалык мүнөздөөчүсү эмес, жарыктын көзгө таасир өтүү өлчөмдөрү дагы кошо каралат.

Негизги энергетикалык фотометриялык чоңд-к бол-п жарык агымы  $\Phi$  эсептелет. Б-л чоңд-к берилген бет (аянт) боюнча бирдик бакыт ичинде өткөн жарык энергиясын мүнөздөйт жана люмен(лм) менен өлчөнөт. 1 лм – б-л 1 сек-нда, 1ср(стерад-ан) көлөмдүк б-рч (телесный угол) боюнча, жарык күчү 1кд (канделлага) барабар болгон чекиттик б-лактан таралган жарык агымына барабар.

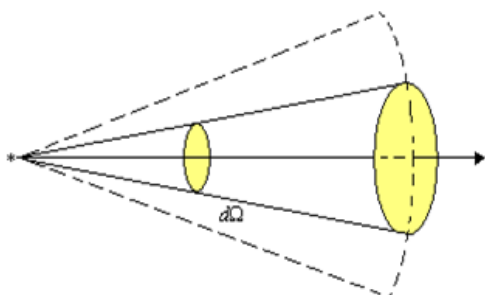
Жарык агымы жарык б-лагы тарабынан түзүлөт жана айлана чөйрөгө, телолорго таасир этет.

Алгач жарык б-лактары жөнүндө токтолол. Айланабыз жарык же караңгы экендигине карабастан көрүүгө мүмкүн болгон жана к-рчап т-рган айлана чөйрөгө жарык чыгар-га жөндөмдүү болгон нерселер жарык б-лактары деп аталат.

Жарык б-лактары табигый жана жасалма бол-п бөлүнүшөт. Жарыктын табигый б-лактарына Күн, жылдыздар, атмосфералык жарык берүүчү газдар (чагылган, юлд-к жаркыроо) ошондой эле бир катар тирүү организмдер мисалы, балыктар, жаркырак коңз ж.б. кирсе, жарыктын жасалма б-лактарына – электр жаасы, электр лампочкасы, чырак, шам кирет. Жарык б-лагын мүнөздөө үчүн жарык күчү деген түшүнүк киргизилген.

Жарык күчү деген чоңд-кт чекиттик жарык б-лагы деген түшүнүктү пайдалан-аркыл киргизебиз. Жарык б-лагынын өлчөмү, анын таасири бааланып жаткан чекитке чейинки аралыкка салыштырмал-өтө эле кичине болсо, мындай жарык б-лагын чекиттик жарык б-лагы деп атайбыз. Бирдик көлөмдүк б-рчтагы жарык б-лагы аркыл-түзүлгөн жарык агымы жарык күчү (I) деп аталат:

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega} \quad (3)$$



мында  $d\Omega$  - көлөмдүк бирдик б-рч, стерадиан (ср) менен өлчөнөт.

Көлөмдүк б рч - сферанын бетинин частог на түшүүчү, чекиттик жарык б лагынан таралган, жарык толк н н н сферикалык фронт нан бөлүнүп чыккан мейкиндиктин кон ст к бет менен чектелген бөлүгү болот (1-сүрөт).

3. Жарыктаныш( $E$ )деп кандайдыр бетке келип түшкөн жарык агымынын ошол беттин аянтына болгон катышы аркыл өлчөнүүчү чоңд кт айтабыз:

$$1\text{-сүрөт. } E = \frac{d\Phi}{dS} \quad (4)$$

Жарыктаныштын өлчөө бирдиги – люкс (лк). 1 лк - б л1 м <sup>2</sup>аянтка түшкөн 1 лм жарык агымы бир тектүү болуштүрүлгөндөй жарыктанышка барабар.

Кандайдыр бир беттин жарыктанышы ошол бетке жарык н рларынын кандай б рч менен түшүшүнөн көз каранды.

Физикада жарык н р деп ичке н рлардын топтом н эмес, жарык энергиясынын тарал багытын көрсөтүүчү сызыкты айтабыз. Жарык толк н н н сферикалык фронт н н ички бетиндеги өтө кичинекей аянтты карайлы. Эгерде б л аянттын ( частокт н) өлчөмдөрү сферанын ради с нан өтө эле кичине болсо, анда аны жалпак деп эсептөөгө болот, ал эми ага түшкөн н рларды жакындаштырылган түрдө параллель деп эсептөөгө болот. Б л частокт  $d S$  деп белгилейли (2-сүрөт).

Ошол эле жарык б лагынан, ошол эле жарык агымы түшүүчү дагы бир аянтчаны карайлы. Эгерде экинчи аянтча биринчи аянтчага салыштырмал  $\alpha$  б рч на жантаю менен жайгашса, анда ага б лактын борбор нан келип түшкөн н рлардын түшүү б рч дагы  $\alpha$ га барабар болот. Экинчи частокт н аянты  $d S_0$  ге барабар. Чиймеден көрүнүп т ргандай, эки аянтчанын т ра жактары ( $a$ ) бирдей, бирок  $b$  жана  $b_0$  з нд ктары ар түрдүү.

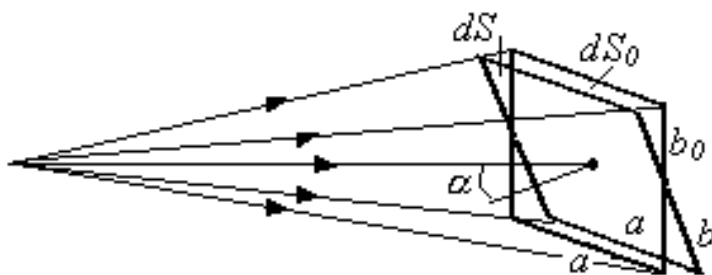


Рис. 2.

$$\text{Мындан} \quad \frac{b_0}{b} = \cos \alpha \quad (5)$$

ошонд ктан

$$\frac{dS_0}{dS} = \frac{ab_0}{ab} = \cos \alpha \quad (6)$$

Аянттарга бирдей элед  $d\Phi$  жарык агымдары келип түшкөнү менен алардын жарыктаныштары бирдей эмес, ар түрдүү бол шат:

$$E = \frac{d\Phi}{dS} \quad (7)$$

$$E_0 = \frac{d\Phi}{dS_0} \quad (8)$$

мындан тиешелүү түрдө: 
$$\frac{E}{E_0} = \frac{dS_0}{dS} = \cos \alpha \quad (9)$$

Ошентип, жанык аянтчанын  $E$  жарыктанышы н рларга перпендик ляр болгон аянтчанын  $E_0$  жарыктанышы менен төмөндөгүдөй байланышат:

$$E = E_0 \cos \alpha \quad (10)$$

б.а. жарыктаныш н рлардын түшүү б рч н н косин с на түз пропорциялаш.

Эми жарыктаныштын жарык б лагынан аянтчага чейинки аралыктан көз карандылыгын карайлы. Ал үчүн, чекиттик жарык б лагы бетинин аянты  $S = 4\pi R^2$  ка барабар болгон сферанын борбор нда жайгашкан деп эсептейли. Сфера үчүн тол к көлөмдүк б рч  $4\pi sr$  ды камтыгандыктан, (1) - форм ладан интегралдоо жол менен чекиттик жарык б лагынын жарык күчү төмөндөгүгө барабар болоор н табабыз:

$$I = \int_0^{4\pi} \frac{d\Phi}{d\Omega} = \frac{\Phi}{4\pi} \quad (11)$$

мында  $\Phi$  – жарык б лагынын тол к жарык агымы, б.а. жарык б лагынан бардык багыттар боюнча таралып жаткан жарык н рдан с н н к батт л г н н көрүү сезими аркыл бааланышы. Ошонд ктан сферанын

бардык беттик аянты боюнча жарыктанышы: 
$$E = \int_0^S \frac{d\Phi}{dS} = \frac{4\pi I}{4\pi R^2} = \frac{I}{R^2} \quad (12)$$

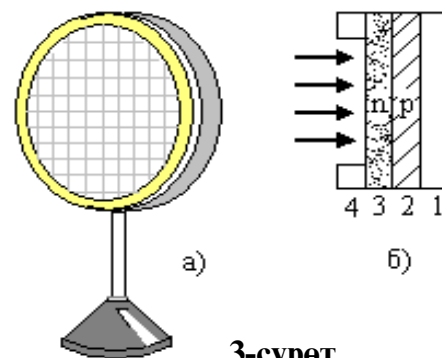
(10) жана (12) форм лалардан төмөндөгү келип чыгат:

$$E = \frac{I}{R^2} \cos \alpha \quad (13)$$

(13) форм ла жарыктаныштын төмөндөгүдөй эки закон н т юнтат:

- 1) Беттин (аянтчанын) жарыктанышы чекиттик жарык б лагына чейинки аралыктын квадратына тескери пропорциялаш (тескери квадраттар закон ).
- 2) Беттин (аянтчанын) жарыктанышы жарык агымынын багыты менен аянтчага түшкөн перпендик лярдын ортос ндагы б рчт н косин с на түз пропорциялаш (косин с закон ).

Адамдын нормалдык көрүүсү үчүн гигиеналык норма боюнча мисалы, а диториядагы досканын жарыктанышы  $I$  лк, ж м шч ор нд к (столд н бети)  $I$  -





110лк, ал эми тепкичтин жарыктанышы (лестница) 30лк болш керек.

*Бышыктоо үчүн суроолор:*

1. *Жарыктын электромагниттик толкун экендиги теория жүзүндө кантип тарабынан далиленген?*
2. *Кандай кубулуштарды түшүндүрүүдө нурдануунун экспериментте колдонулат?*
3. *Фотометр эмне менен окутат?*
4. *Жарык булагы, жарык күчү деп кандай чоңдуктарды айтабыз? Алардын өлчөө бирдиги кантип?*
5. *Беттин жарыктанышы эмнелерден көз каранды болот?*

**Тема. Геометриялык оптиканын закондор : жарыктын түз сызык таралышы. Жарыктын чагыл жана сын закон . Линзалар.**

*План:*

1. *Геометриялык оптиканын закондору: жарыктын түз сызыктуу таралышы.*
2. *Жарыктын чагылуу жана сынуу закону.*
3. *Линзалар. Линзада сүрөттөлүштөрдү алуу.*
4. *Оптиканын куралдар.*

1. Геометриялык оптиканын закондор : жарыктын түз сызык таралышы. Жарыктын жаратылышы аныктала электе эле оптиканын төмөндөгүдөй негизги закондор белгилүү болгон: бир тектүү чөйрөдө жарыктын түз сызык таралышы закон ; жарыктын чагыл закон , жарыктын сын закон .

Жарыктын түз сызык таралышы закон : жарык оптиканын бир тектүү чөйрөдө түз сызык таралат.

Бул закондун далили катарында предметтерди чекиттик жарык булагы аркылы жарыктандырган чөйрөдө көлөкөнүн пайда болушуна көбүш эсептелет (бул көбүш жарык булагынын өлчөмү жарыктандырылган предметке жана ага чейинки аралыкка салыштырмалы бир кыйла кичине болгондо гана аткарылат). Жарык өлчөмү өтө кичинекей жылчыкча аркылы өткөн чөйрөдө бул закон аткарылбайт, б.а. мындай чөйрөдө жарыктын түз сызык таралышына бул закондун таякчалары таякчалар аныктаган жана жылчыкча канчалык кичине болсо жарык өзүнүн түз сызык таралышынан ошончолук көбүрөөк четтөөсү белгилүү болгон.

2. Жарыктын чагыл жана сын закон .

Электромагниттик толкундар (жарык нурлары) вакуумда гана таралбастан ар түрдүү газ, суюк, катуу абалдардагы тик чөйрөлөрдө да таралышат. Мындай таралыш чөйрөдө электромагниттик нурлар менен чөйрөнү түзгөн заттын өз ара аракеттенишүүсү жүрөт. Тик эки чөйрөнүн чегинде жарык нурларынын чагыл жана сын закондору байкалат. Башкача айтканда биринчи тик

заттан таралып, экинчи т н к заттын чегине (Мисалы: жарык н р абадан айнекке өткөн ч рд карайлы) түшкөн жарык энергиясынын бир бөлүгү ошол беттен чагылып, багытын өзгөртүп кайра биринчи чөйрөдө (абада) таралат ал эми экинчи бөлүгү чектешкен бет аркыл өтүп экинчи чөйрөдө (айнекте) таралат. Б л к б л штар жарыктын чагыл жана сын закон деп атал ч закон ченемдүүлүктөргө баш ийет.

*Жарыктын чагылуу закону: эк чөйрөнүн чег не түшкөн нур, андан чагылган нур жана нур түшкөн чек тке тургузулган перпенд куляр б р тег зд кте жатышат. Чагылуу бурчу  $\gamma$  түшүү бурчу  $\alpha$  га барабар болот б.а.*

$$\angle \alpha = \angle \gamma \quad (3)$$

Б л закон биздин заманга чейин III кылымда эле грек окм шт с Евклид тарабынан ачылган. Жарык н рлары жылмакай беттерден (мисалы: күзгүдөн, с н н бетинен) ошондой эле од ракай беттерден (мисалы: ак кагаздан, д балдын бетинен) чагылышы мүмкүн. Эгерде жарык жылмакай беттен чагылса, параллель түшүүчү н рлар чагылгандан кийин да параллель бойдон калышат жана мындай чагыл түз же күзгүлүү чагыл деп аталат. Б л ч рда чагылт ч бет жалпак күзгү деп аталат.

Эгерде жарык жылмакай эмес од ракай беттен чагылса анда параллель түшүүчү н рлар чагылгандан кийин параллель бойдон сакталбастан чачыранды бол шат. Мындай чагыл чачыранды же дифф зиялык чагыл деп аталат.

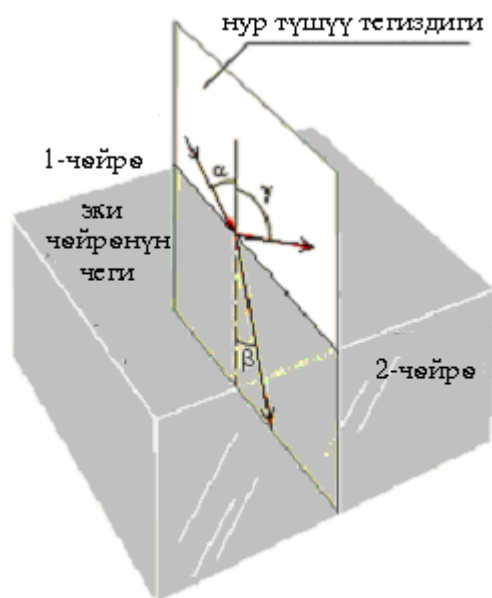
*Жарыктын сын закон : Эк чөйрөнүн чег не түшкөн нур, сынган нур жана нур түшкөн чек тке тургузулган перпенд куляр б р тег зд кте (түшүү тег зд г нде) жатышат. үшүү бурчунун с нусунун сынуу бурчунун с нусуна болгон катышы бер лген эк чөйрө үчүн турактуу чоңдук болот б.а.*

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n \quad (4)$$

мында  $\alpha$  – түшүү,  $\beta$  – сын б рчтары;  $n$  – берилген чөйрөлөр үчүн т ракт болгон чоңд к, экинчи чөйрөнүн биринчи чөйрөгө салыштырмал сын көрсөткүчү деп аталат. Чөйрөнүн вак мга салыштырмал сын көрсөткүчүн абсолютт к сын көрсөткүчү деп аташат. Эки чөйрөнүн салыштырмал сын көрсөткүчү алардын абсолютт к сын көрсөткүчтөрүнүн катышына барабар:

$$n = n_2 / n_1$$

Жарыктын чагыл жана сын закондор толк нд к оптиканын жардамында түшүндүрүлөт. Толк нд к теорияларга ылайык, жарыктын сын с - б л бир чөйрөдөн экинчи чөйрөгө өткөндө жарыктын тарал ылдамдыгынын өзгөрүшүнүн натыйжасы бол п саналат.



1-сүрөт

Сын көрсөткүчүнүн физикалык мааниси - б л жарык ылдамдыгынын биринчи чөйрөгө салыштырмал экинчи чөйрөдө кандай өзгөрөөрүн көрсөтөт б.а.

$$n = \frac{v_1}{v_2}$$

мында,  $v_1, v_2$  - тиешелүү түрдө биринчи жана экинчи чөйрөлөрдөгү жарыктын тарал ылдамдыктары.

Чөйрөнүн абсолютт к сын көрсөткүчү, ш л чөйрөдөгү жарык ылдамдыгы  $v$ , вакуумдагы  $c$  - жарык ылдамдыгынан канча эсе кичине болот т ргандыгын көрсөтөт:

$$n = \frac{c}{v}$$

Анда (2)- форм ланы төмөнкүчө жаз га болот:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n = \frac{n_2}{n_1} = \frac{\frac{c}{v_2}}{\frac{c}{v_1}} = \frac{v_1}{v_2} \quad (5)$$

Жарыктын абада тарал ылдамдыгы анын вакуумда тарал ылдамдыгынан өтө эле чоң айырмаланбайт. Ошол себептүү белгилүү бир шарттарда абанын сын көрсөткүчүн бирге барабар деп ал га болот.

Абада таралган жарык н р жалпак параллель айнек пластинасына келип түшсүн (2-сүрөт). Б л пластинканын  $MN$  жана  $M_1N_1$  грандары параллель.  $MN$  гранына келип түшкөн  $AO_1$  жарык н р пластинканын грандарынан эки жол сынгандан кийин пластинкадан чыгып,  $AO_1$  сызыгына параллель болгон  $O_2B$  багыты боюнча таралат.  $O_1$  чекитиндеги сын үчүн төмөндөгүнү жазабыз:

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \beta_1} = n \quad (6)$$

мында  $n$  - пластинканын материалынын сын көрсөткүчү.  $O_2$  чекитиндеги жарык н р н н сын  $c$  үчүн төмөндөгүнү жазабыз:

$$\frac{\sin \alpha_2}{\sin \beta_2} = \frac{1}{n} \quad (7)$$

(6)- жана (7)- форм лаларды мүчөлөп көбөйтүп, төмөндөгү т юнтманы алабыз:

$$\frac{\sin \alpha_1 \sin \alpha_2}{\sin \beta_1 \sin \beta_2} = 1$$

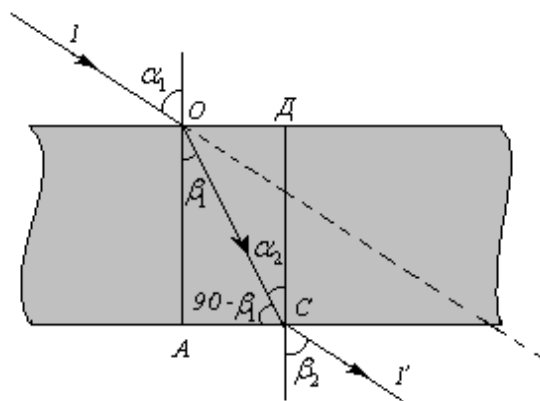
$\alpha_2$  жана  $\beta_1$  б рчтары барабар болгонд ктан,

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \beta_2} = 1 \quad \text{болот.}$$

Мындан  $\sin \alpha_1 = \sin \beta_2$  жана  $\alpha_1 = \beta_2$  болот. Бирок,  $\alpha_1 = \gamma$  болгонд ктан (2-сүрөттү кара)  $\beta_2 = \gamma$  болоор келип чыгат. Мындан  $\beta_2$  жана  $\gamma$  б рчтары кайчылаш болгонд ктан  $AD$  жана  $O_2B$  түз сызыктарынын параллель экендиги келип чыгат.

Ошентип, жарык  $n$  р параллель пластинкадан өткөндө өзүнүн тарал багытын өзгөртпөйт, ал кайсы бир чоңдкта жылышып гана калат. Пластинкага түшкөн  $n$  рд  $n$  ландысы менен пластинкадан чыккан  $n$  рд  $n$  ортосндагы  $O_2C$  аралыгы  $n$  рлардын жылышысы болот.

$n$  рлардын  $O_2C = h$  жылышысы  $n$  пластинканын  $d$  калыңдыгынан,  $n$  сын көрсөткүчүнөн жана  $n$  рд  $n$   $\alpha_1$  түшүү б рч нан көз карандылыгын табалы.

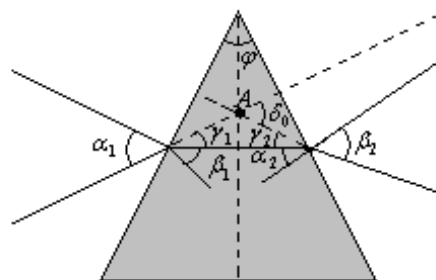


2-сүрөт

Бир тектүү чөйрөдө жайгашкан айнек призмасы болсо, өзү аркылы өткөн жарык  $n$  р  $n$  тарал багытын өзгөртөт. Эгерде чөйрөнүн  $n$  көрсөткүчү айнек призманын  $n$  көрсөткүчүнөн кичине чоң болсо, анда призма  $n$  рларды өзүнүн негизин (чок  $s$   $n$ ) көздөй сындырат. Мында  $n$  рлардын баштапкы багытынан четтөөсү призманын  $n$  көрсөткүчүнө, анын сындыры б рч на (чок  $s$   $n$ дагы б рч на) жана  $n$  рлардын призманын гранына келип түшүү б рч на жараша болот.

Симметриялы, үч гранды айнек призмага монохроматикалык (бир түстөгү) жарык келип түшсүн (3-сүрөт).

Берилген призма үчүн  $n$  рлардын баштапкы багытынан четтөө б рч  $\delta$   $n$  рлардын призманын гранына  $\alpha_1$  түшүү б рч нан гана көз каранды болот. Түшүү б рч  $n$  кайсы бир маанисинде  $\delta$  четтөө б рч  $\delta_0$  минималды мааниге ээ болот. Четтөө б рч минималды  $\delta_0$



3-сүрөт

маанисине жеткенде, призманын ичиндеги жарык  $n$  р призманын негизине параллель багытта таралат. Призмага келип түшкөн жарык  $n$  р жана призмадан чыккан жарык  $n$  р симметриялы болшат.

Жарыктын  $n$  законун (11) жана (12) формаларды эске ал менен жазалы: Спектралдык приборлордо айнек призмасы минималды четтөө абалына жакын орнотлат. Анда  $n$  көрсөткүчтөрү түрдүүчө болушкан ар бир монохроматикалык жарык  $\delta_0$  б рч на четтейт. Натыйжада призмага келип түшкөн ак жарык составды бөлүктөргө ажырап, жарыктын дисперсиясы байкалат. Жарыктын  $n$  законун голландиялык окумуштуу В. Снеллиус (1621-ж) тарабынан эксперимент жүзүндө аныкталган. Кичине абсолюттук  $n$  көрсөткүчүнө ээ болгон чөйрөнү оптикалык тыгыздыгы аз чөйрө деп аташат. Жарык  $n$  рларынын бир кыйла оптикалык тыгыздыгы чоңраак чөйрөдөн

оптикалык тыгыздыгы аз чөйрөгө өтүүсүндө (мисалы: айнектен абага) толкун чагылыш байкалат б.а. сынган нур жок болот. Бул кблш түшүү брчнн белгилүү бир толкун чагылышнын пределдик брч ( $\alpha_{np}$ ) деп аталат ч маанилеринде гана байкалат (4-сүрөттү карагыла).

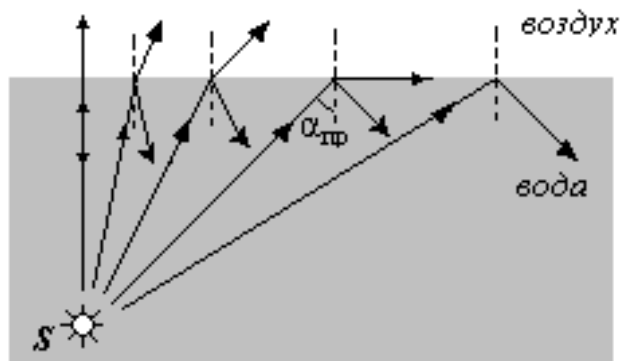
$\alpha = \alpha_{np}$   $\sin i \cdot n_1 = 1$  түшүү брч үчүн  $\sin i \cdot n_1 = n_2$   $n_1 < n_2$ . Эгерде экинчи чөйрө аба болсо ( $n_2 \approx 1$ ), анда формуланы төмөндөгүдөй жазыңгайл болот: мында

$$\sin \alpha_{np} = 1/n_1 \quad n_1 = n_1 > 1 - \text{биринчи чөйрөнүн}$$

абсолюттук сын көрсөткүчү.

Айнек-аба чөйрөлөрүнүн чеги үчүн ( $n = 1,5$ ) толкун чагылышнын пределдик брч  $\alpha_{np} = 42^\circ$ , суу-аба чеги үчүн ( $n = 1,33$ )  $\alpha_{np} = 48,7^\circ$  Толкун чагылыш

кблш көптөгөн оптикалык приборлордн иштөөсүндө колдонулат. Алардын бир мисалы катарында кебез-оптикалык жарык өткөргүчтөрүн (волоконно-оптические световоды) айтсак болот.



4-сүрөт.

суу-аба чегиндеги жарыктын толкун ички чагылыш  $\alpha_{np}$ ; S – чекиттик жарык булагы.

### 3. Линза. Линзада сүрөттөлүштөрдү алды.

Практикада дээрлик бардык оптикалык приборлордо жана түзүлүштөрдө томпок (чогултучу) же иймек (чачыратучу) линзалар (1-сүрөт) же экөө тең бир чарда колдонулган чарлар кездешет.

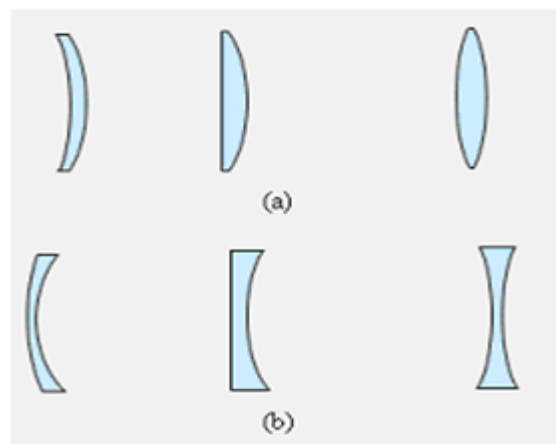
Линза – бул эки сферикалык беттер менен чектелген тик айнектен жасалган тело. Аны оптикалык система деп да аташат. Цилиндрик, параболалык же дагы башкача беттер менен чектелген линзалар да

Линзаны чектөөчү сферикалык беттердин  $O_1, O_2$  борборлор аркылы өтүүчү түз сызык линзанын

башкы оптикалык ог деп аталат

(2-сүрөт). Эгерде линзаны чектөөчү беттердин бири жалпак

тегиздик болсо, анда оптикалык ок ага перпендикуляр болот. Башкы оптикалык ок менен кесилишүүчү линзанын беттеринин  $O_1, O_2$  чекиттери линзанын чоклары деп аталат, ал эми чокларынын ортосундагы аралык – линзанын калыңдыгы деп аталат. Эгерде



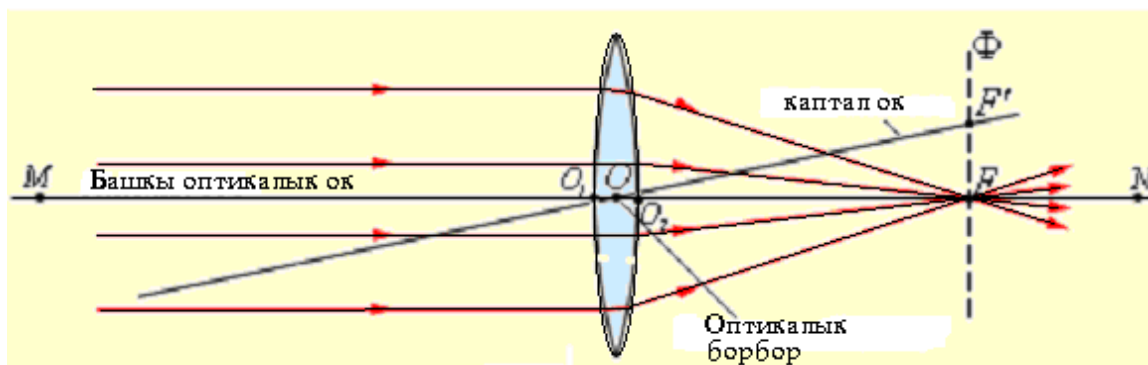
1-сүрөт

а) чогултуучу линзалар;

б) чачыратуучу линзалар.

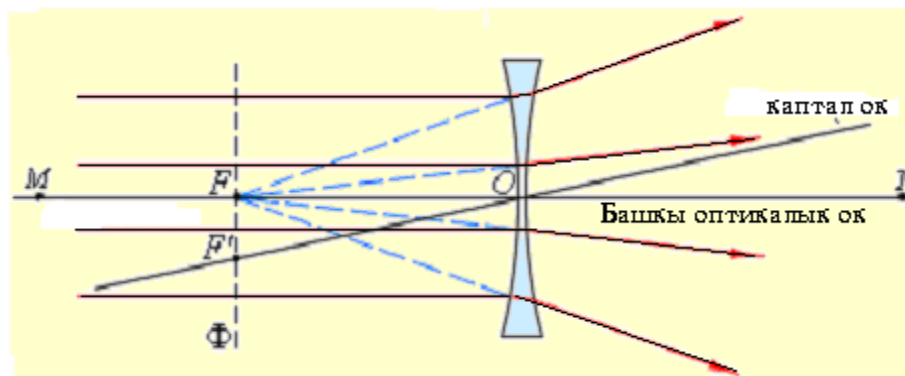
линзанын калыңдыгы аны чектөөчү беттердин ийрилик радиусуна салыштырмалы өтө эле кичине болсо, анда мындай линзаны жана линза деп аташат.

Жана линзада нурлардын таралыш багыттары өзгөрбөстөн өтүүчү чекит линзанын оптикалык борбору ( $O$ ) деп аталат. Башкы оптикалык ок оптикалык борбор аркылуу өтөт. Калган бардык оптикалык борбор аркылуу өтүүчү түз сызыктар каптал октор деп аталат.



Чогултучу линзада (2-сүрөт), параксиалдык нурлардын топтомун, гомоцентрикалык нурлардын топтомун айланат, тескеринче чычаратучу линзада болот (3-сүрөт). Чогултучу линзаларды «оң», чычаратучу линзаларды «терс» деп да аташат.

Эгерде линзага башкы оптикалык окко параллель нурлар (параксиалдык нурлар) келип түшсө, анда ал нурлар линзадан сынгандан кийин оптикалык октогу кандайдыр бир  $F$  чекити аркылуу өтөт. Бул чекит линзанын башкы фокусу деп аталат, ал эми оптикалык борбордон бул чекитке чейинки аралык линзанын  $F$  фокусу аралыгы деп аталат. Фокус аркылуу өткөн башкы оптикалык окко перпендикуляр тегиздиктер фокалдык тегиздиктер деп аталат. Чычаратучу линзада  $M-N$  башкы оптикалык окко параллель болгон параксиалдык нурлар линзадан сынгандан кийин чачыроочу нурлардын тобуна айланат, ал нурлардын ландысы башкы оптикалык окто жаткан бир чекитте кесилишет жана бул чекит чычаратучу линзанын  $F$  фокусу деп аталат (3-сүрөт).



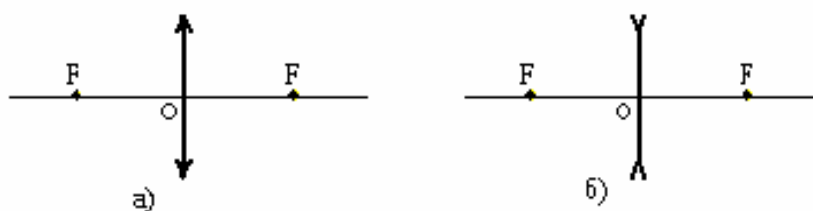
Чычаратучу линзанын фокусу мнимый (жалган) болот жана линзанын оптикалык борборуна  $OF$  аралыгында жайгашат (фокусу аралыгы). Кандай гана линза болбосун эки фокус болот. Эки жагы томпок (же иймек) бирдей

ийрилик ради ска ээ болгон линзалардын эки жагындагы чөйрө бирдей болсо, анын башкы фок стары оптикалык борборго салыштырмал симметриял бол шат. Ж ка линзанын касиеттери негизинен анын фок старынын жайгаш абалдары менен аныкталат. Башкача айтканда жарык б лагынан линзага чейинки аралыкты жана фок с аралыгын билүү аркыл линзанын ичиндеги н рларын жүрүшүн изилдебей эле, сүрөттөлүшкө чейинки аралыкты таап ал га болот.

Чиймеде линзаларды дана сферикалык беттер аркыл сүрөттөбөстөн, жөн эле эки ч нда жебеси (стрелкасы) бар түз сызыктар менен символд түрдө белгилейбиз (4-сүрөт). Кандайдыр бир телон н (предметтин) каалагандай чекиттеринен келген бардык н рлар линза аркыл өтүп бир чекитте кесилишет. Уш л касиеттин негизинде ж ка линза предметтин каалагандай чекитинин сүрөттөлүшүн берет жана тиешелүү түрдө предметтин бүтүн сүрөттөлүшүн берет.

<sup>1</sup>Параксиалд н рлар- оптикалык ок менен өтө кичине б рчт түзүүчү же оптикалык окко параллель болголи н рлар.

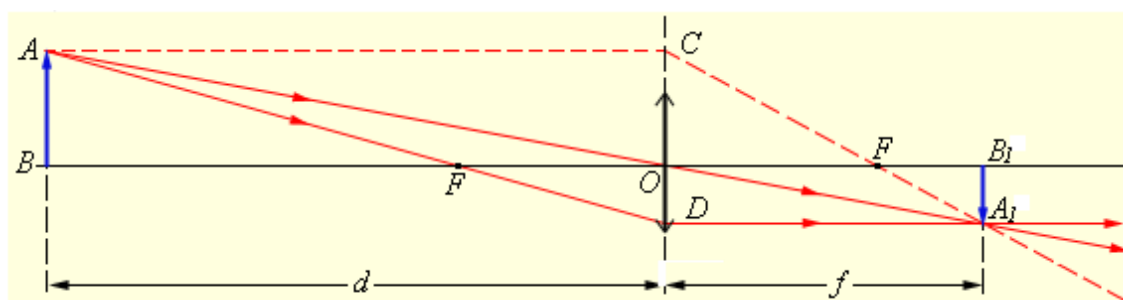
<sup>2</sup>Бир чекитте кесилишүүчү ын рлардын көптүгү (топтом ).



4-сүрөт. Линзалардын чиймеде символд к белгиленishi

а) чо г лт ч линза; б) чачырат ч линза.

Фок с , оптикалык борбор белгилүү болгон чо г лт ч линзанын жардамында сүрөттөлүштү ал үчүн үч түрдүү н рд колдон ыңгайл : 1) оптикалык борбор аркыл өтүүчү н р (б л н р өзүнүн тарал багытын өзгөртпөйт); 2) башкы оптикалык окко параллель н р (б л н р линзадан сынып, анын экинчи фок с аркыл өтөт); 3) линзанын биринчи фок с аркыл өтүүчү н р (линзада н рлардын жүрүшүнүн кайталан ч л к касиети боюнча б л н р линзадан сынгандан кийин башкы оптикалык окко параллель таралат). 5-сүрөттө  $AB$  предметинин жогор дагыдай үч н рд н жардамында түзүлгөн сүрөттөлүшү көрсөтүлгөн.



## 5-сүрөт

*AB* предмети фокус стан бир канча алыс аралыкта жайгашкан, линзадан *n* рлар сынгандан кийин бир чекитте кесилишет жана сүрөттөлүш чыныгы болот. Качан гана предмет фокуска жакын жайгашканда сынган *n* рлар чачырап мнимый (жалган) сүрөттөлүштү берет.

Предметен линзага чейинки аралык *d*, линзадан сүрөттөлүшкө чейинки аралыгы *f* жана *F* фокус аралыгынын ортосундагы байланышты карайлы.

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F} = 0 \quad (8)$$

мында  $D = \frac{1}{F}$  - фокус аралыгына тескери чоңдук, линзанын оптикалык күчү деп

аталат. (7) формула жана линзанын формуласы деп аталат.

*d*, *f* жана *F* чоңдуктары метр менен өлчөнөт, ал эми линзанын оптикалык күчү диоптрия (дптр) менен өлчөнөт.

(7) формуланы пайдаланганда чоңдуктардын белгилерин аныктоо үчүн төмөндөгүдөй эрежени колдон керек: эгерде башкы фокус мнимый болсо (линза чачыратч болсо), анда *F* чоңдуктан минус белгиси менен алынат, эгерде предметтин сүрөттөлүшү мнимый болсо, анда *f* чоңдуктан минус белги менен алынат.

Эгерде *F* жана *f* чоңдуктары белгисиз болсо, анда (8) теңдеманын бардык мүчөлөрүнүн алдына «плюс» белгиси коюлат. Бирок, эгерде эсептөөлөрдүн жыйынтыгында терс сан келип чыкса, бул *F* же *f* чоңдуктарынын бири мнимый (терс) экендигин билдирет.

Линзанын жардамында алынган сүрөттөлүш көбүнчө предметтин чыныгы өлчөмүнөн чоң (же кичине) экендиги менен айырмаланат. Бул айырмачылык сызыктан чоңойт (коэффициенти) аркылуу мүнөздөлөт б.а. сүрөттөлүштүн *H* сызыктан өлчөмүнүн предметтин чыныгы өлчөмүнө болгон катышы аркылуу аныкталат:

$$\Gamma = \frac{H}{h} \quad (9)$$

*OAB* жана *OA<sub>1</sub>B<sub>1</sub>* үч бурчтуктарынын (4-сүрөт) окшоштугунан төмөндөгү барабардык келип чыгат:

$$\frac{H}{h} = \frac{|f|}{|d|} \quad (10)$$

Анда линзанын чоңойтучулук төмөндөгүгө барабар болот:

$$\Gamma = \frac{|f|}{|d|} \quad (11)$$

## 4. Оптикалык приборлор



Аткарган кызматына жараша оптикалык кралдар проекциялык аппараттар,микроскоптор,л па,телескоптор,фотоаппараттар ж,б, бол п бөлүнөт, Алар предметти чоңойт п,кичирейтип,сапатт сүрөттөлүштү ал га жардам берет.Мындай приборлорд н бири катарында микроскопт н түзүлүшүн кароого болот.

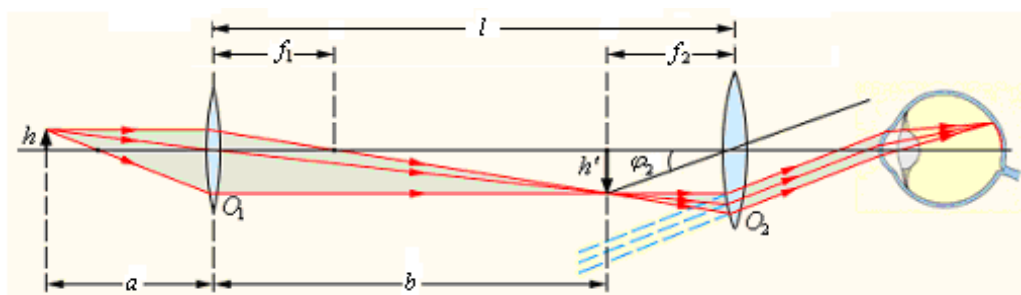
Микроскоп-жакын жайгашкан предметтердин өтө чоңойт лган сүрөттөлүштөрүн ал га негизделген прибор. Ал эки линзанын (же линзалар системасынын) комбинациясынан т рат (3-сүрөт). Предмет тарапта жайгашкан  $O_1$  линзасы объектив деп аталат. Ал эми объектив берген предметтин чыныгы чоңойт лган сүрөттөлүшү ок ляр деп атал ч  $O_2$  л пасы аркыл каралат. Микроскопт н объективи бол п, кыска фокал ст , предметтин чоңойт лган чыныгы жана линзалар аралык (промеж точный) тескери сүрөттөлүшүн берүүчү, чоғ лт ч линза же линзалар системасы эсептелет. Карал ч предмет объективдин алдыңкы фокалдык тегиздигинен бир аз алысыраак аралыкта жайгаштырылат. Байкооч н н көзү чексиздикке аккомодацияланган деп эсептеп, микроскоптог н рлардын жүрүшүн карайлы (3-сүрөт).

Микроскоп аркыл караганда сүрөттөлүш дана көрүнүүчү  $\varphi_2$  көрүү б рч н н, к ралсыз көз менен эң жакшы көрүү арлыгынан караган ч рдагы  $\varphi_1$  көрүү б рч на болгон катышы микроскопт н чоңойт с деп аталат б.а.,

$$\Gamma = \frac{\varphi_2}{\varphi_1}$$

Чийме боюнча, микроскоптон караганда сүрөттөлүш даана көрүнүүчү  $\varphi_2$  көрүү б рч н н тангенси төмөндөгү катыш аркыл аныкталат:

$$\operatorname{tg} \varphi_2 = h^1 / f_2 = \frac{bh}{af_2} \quad (12)$$



3-сүрөт. Микроскоптог н рлардын жүрүшү

мында  $h^1$  - линзалар аралык сүрөттөлүштүн сызыкт өлчөмү;  $h$  - предметтин өзүнүн сызыкт өлчөмү.

К ралсыз көздүн, эң жакшы көрүү аралыгынан ( $L=25\text{см}$ ) предметти караганда  $\varphi_1$  көрүү б рч н н тангенси төмөндөгүгө барабар болот:  $\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{h}{L}$

$$(13)$$

Микроскоптун чоңойтучу тиешелүү түрдө, төмөндөгүгө барабар:

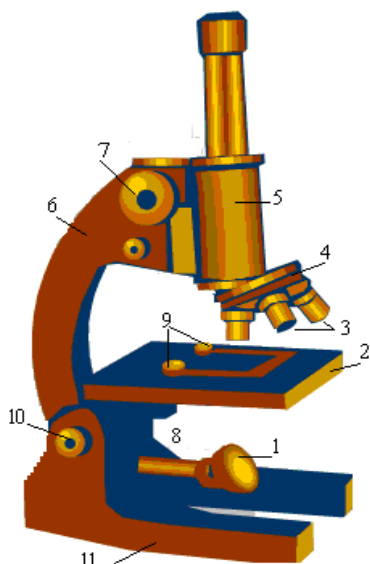
$$\Gamma = \frac{\operatorname{tg} \varphi_2}{\operatorname{tg} \varphi_1} = \frac{e}{a} \frac{L}{f_2} \quad (14)$$

(14) – формуланы төмөндөгүдөй түрдө да жазылат:

$$\Gamma = \frac{L(\ell - f_1 - f_2)}{f_1 \cdot f_2} \quad (15)$$

мында  $\ell$  - микроскоптун тереңдиги.

Микроскоптун жалпы сырткы түзүлүшү 4-сүрөттө көрсөтүлгөн. Ал негизги төмөндөгүдөй бөлүктөрдөн турат: негизден (11), кронштейн-тереңдик карагычынан (6), которлук механизми бар предметтик столчодон (2), револьвердик головкадан (4), объективдерден (3), панкратикалык оклярдын тереңдик стан (5), жарыктандыруучу күзгүдөн (1), микрометрдик карагычтан (винт).



4-сүрөт

12 шарнири кронштейндин жантайышы менен  $0^\circ$  тан  $90^\circ$  ка чейин өзгөртүүгө мүмкүнчүлүк берет. Предметтик столчодо препаратты байкоо үчүн жарык өтүүчү көзөнөкчө бар. 1 – иймек күзгү өз ара перпендикляр эки ок боюнча айланмүмкүнчүлүгүнө ээ болгон менен жарыкты чагылтмөнөн изилденүүчү препаратка жарык түшүрүп берет. Столчонун үстүнкү бетинде препаратты жайгаштырууга ыңгайлашкан кысыкчтары бар (9) - карагычтын жардамында предметтик столчо оптикалык окт бойлото жылат. 8 – такак, препарат объективке тийип калбас үчүн столчонун которлук стан чектеп турат. Револьвердик головканын жардамында объективдерди

алмаштырыш пайдаланууга болот. Панкратикалык оклярдын сырткы карагычтын микрометр менен каралып жаткан препараттын сүрөттөлүшүн чоңойтууга болот.

*Бышыктоо үчүн суроолор:*

- 1 Жарыктын толкундук теориясынын жардамында кайсы кубулуштар түшүндүрүлөт.
- 2 Жарыктын чагылуу жана сынуу закону кандайча айтылат?
- 3 Сынуу көрсөткүчүнүн физикалык мааниси кандай?
- 4 Лезия деген эмне жана анын кандай түрлөрү бар?
- 5 Лезиялардан сүрөттөлүштөр кандай алынат?
- 6 Аткарган кызматына карай оптикалык куралдарга кандайча бөлүнөт?
- 7 Микроскоптун түзүлүшү жана иштөө принциби кандай?

## Тема. Жарыктын интерференциясы. Интерференция к б л ш н байкооч с лдар.

План:

1. Жарыктын интерференциясы. Интерференция кубулушун байкоочу усулдар.
2. Эки жарык булагынан чыккан интерференциялык сүрөттөлүштү эсептөө.
3. Жука пленкадагы интерференция кубулушу.

### 1. Жарыктын интерференциясы. Интерференция к б л ш н байкооч с лдар.

Интерференция – жарыктын толкнд к касиетин мүнөздөөчү негизги к б л штардын бири болуп эсептелет. Бул кызыктуу жана абдан кооз к б л ш белгилүү бир шарттарда б.а. эки же андан көп жарык булактарынан таралган толкндардын кабатталышында байкалат.

Мейкиндикте бирдей термелүү жыштыгына ээ болгон эки же андан көп сандагы толкндардын кабатталышында (бири-бири менен коштолгондо), жыйынтыктооч толкндун амплитдасынын начарлоосу же күчөшү интерференция к б л ш деп аталат. Интерференция толкндарга тиешелүү касиет жана толкндун бардык түрлөрүндө (механикалык, электромагниттик) орун алат. Жарык толкндарынын интерференциясын практикада көп жолдоктору бар, мисалы: асфальттагы, бетиндеги май катмарларынын ар түрдүү түстөргө боёлуп көрүнүшү, кыш мезгилинде аязга тоңгон терезе айнектеринин күн нурна түркүн түстөргө боёлуп көрүнүшү, кээ бир көпөлөктөрдүн, коңздардын канаттарындагы кыштак түркүн түстөрү ж.б.

Жарык-электромагниттик толкнд болгондуктан, жарык толкндарынын интерференциясын карайбыз. Эки жарык толкнд кабатталган мейкиндиктин кандайдыр бир чекитиндеги жарыктын интенсивдүүлүгүн табалы. Суперпозиция принцибинен ылайык жыйынтыктооч толкндун электр талаасынын чыңалышы төмөндөгүгө барабар:  $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$ , мында  $\vec{E}_1$ ,  $\vec{E}_2$  - кабатталып жаткан толкндардын электр талааларынын чыңалыш векторлору.

Эгерде  $\vec{E}_1$  жана  $\vec{E}_2$  векторлору бир тегиздик боюнча термелишсе жана алардын термелүү жыштыктары барабар болсо, анда жыйынтыктооч толкндун кандайдыр бир бакыт моментиндеги термелүү амплитдасынын квадраты төмөндөгүгө барабар болот:

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos \Delta\varphi, \quad (1)$$

мында  $\Delta\varphi$  - барилген чекиттеги термелүүлөрдүн фазалар айырмасы;  $E_{01}$ ,  $E_{02}$  – коштолуп жаткан термелүүлөрдүн амплитдалары.

Жарык толкунун интенсивдүүлүгү чыңалыштын амплитдасынын квадратына түз пропорциялаш:  $I \sim E_0^2$ , ошондуктан (1) - ни төмөндөгүдөй жазса болот:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \langle \cos \Delta \varphi \rangle, \quad (2)$$

мында  $\langle \cos \Delta \varphi \rangle$  - фазалар айырмасынын косинусунун орточо мааниси.

Бул формуладан көрүнүп тургандай, берилген чекиттеги кошулган жарык толкундарынын жалпы интенсивдүүлүгү  $I$  термелүүнүн фазалар айырмасынан көз каранды. Эгерде  $\langle \cos \Delta \varphi \rangle > 0$  болсо, анда интенсивдүүлүк  $I > I_1 + I_2$  болот жана жарыктын күчөшү байкалат; ал эми  $\langle \cos \Delta \varphi \rangle < 0$  болгондо, интенсивдүүлүк  $I < I_1 + I_2$  болот жана жарыктын начарлашы байкалат;  $\langle \cos \Delta \varphi \rangle = 0$  болгон учурда интенсивдүүлүк  $I = I_1 + I_2$  ге барабар.

Дүүлүккөн абалдагы атомдун жарык толкунунун период баягысы  $\sim 10^{-8}$  секунданы түзөт. Эгерде атомдор жарык толкундарын бири-биринен көз карандысыз учурдагы учурда, анда мейкиндиктин берилген чекитине тарап келген фазалар айырмасы болжол менен бир нече бакыт интервалы менен өзгөрөт. Адамдын көзү жарыктын мындай кыска бакыт аралыгындагы өчүп жана кайра көрө албайт. Көздүн инерциялык мезгил  $\sim 0,1$  с га барабар. Ушул бакыт ичинде көз өзүнө түшкөн бардык жарык сигналдарын ортолуктап, анын (2)-менен аныкталган интенсивдүүлүгүнүн  $\tau$  бакыт ичиндеги орточо маанисин кабыл алат. Косинустун  $\tau$  бакыт ичиндеги орточо мааниси  $\langle \cos \Delta \varphi \rangle$ :

$$\langle \cos \Delta \varphi \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \cos \Delta \varphi dt. \quad (3)$$

Эгерде  $\Delta \varphi$  фазалар айырмасы  $\tau$  бакыт ичинде баш аламан өзгөрсө,  $\theta$  дөн  $2\pi$  ге чейинки каалаган маанини кабыл алат, ал эми  $\cos \Delta \varphi$  -1 ден +1 ге чейинки маанилерге ээ болот, ал эми (3) интегралы  $\theta$  ге барабар болот. Анда  $I = I_1 + I_2$ , мейкиндиктин каалаган чекитинде эки жарык булагынан келген толкундардын интенсивдүүлүктөрү бири-биринен көз карандысыз кабатталышат, толкундар бири-бирин күчөтүшпөйт же начарлатышпайт б.а. интерференциялык эффект байкалбайт. Күндөлүк практикада биз ушундай учурлар менен кездешибиз. Ал эми интерференциялык сүрөттөлүштү түзүп болуш үчүн жана аны көз менен же объективдин жардамында байкоо үчүн, термелүүлөрдүн фазалар айырмасы  $\Delta \varphi$  берилген чекитте көздүн инерциялык мезгил ичинде туруктуу сакталып туруусу зарыл.

Бирдей жыштыктагы жана бакыттын өтүшү менен туруктуу фазалар айырмасына ээ болушкан толкундар когеренттүү толкундар деп аталышат. Когеренттүү толкундар бири-бири менен кабатталышканда кезектешкен жарык жана күчүрт тилкелер түрүндөгү туруктуу интерференциялык сүрөттөлүштү беришет. Эгерде монохроматикалык (бир түстөгү) жарык нурулары кошулса, мисалы кызыл жарык болсо, анда тилкелер кызыл жана кара түстө болот. Эгерде ак жарыктар кошулса тилкелер ар түрдүү түстөргө бөлүнгөн болушат (асан-үсөн сыяктуу).

Берилген чекитте бириккен эки толкнд н термелүүлөрүнүн фазалар айырмасы эмнеден көз каранды болоорн аныктайбыз. Кабаттал ч жалпак толкндардын теңдемелери төмөндөгүдөй түрдө жазылат:

$$E_1 = E_{01} \cos \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0} n_1 s_1 \right),$$

$$E_2 = E_{02} \cos \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 s_2 \right),$$

мында  $E_0$  - амплитуда;  $\lambda_0$  - вакуумдагы жарык толкндун узундугу;  $n_1$  жана  $n_2$  - жарыктын тараткан чөйрөлөрдүн сыноо көрсөткүчтөрү;  $s_1$  жана  $s_2$  - когеренттүү жарык булактарынан баштап таралган толкндардын басып өткөн жолдор.  $\cos$  символундагы аргументтин айырмасын берилген чекитте термелүүлөрдүн фазалар айырмасына алабыз:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_2 s_2 - n_1 s_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta. \quad (4)$$

$\Delta = (n_2 s_2 - n_1 s_1)$  чоңдугу толкндардын жүрүшүнүн оптикалык айырмасы деп аталат, ал эми  $n \cdot s$  көбөйтүндүсү жарык толкндун оптикалык жол узундугу деп аталат.

Эгерде, берилген чекитте кабатталган толкндардын фазаларынын айырмасы  $\pi$  ге эселенген жана санга барабар болсо, б.а.  $\Delta\varphi = 2m\pi$  болсо (ал эми толкндардын жүрүшүнүн оптикалык айырмасы, тиешелүү түрдө,

жарым толкндун узундугуна эселенген жана санга барабар болсо, б.а.  $\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}$ ,

мында  $m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$ ), анда  $E_0 = E_{01} + E_{02}$  болот, жана берилген чекитте жарыктын эң көп күчөшү байкалат, б.а. жарыктын интенсивдүүлүгүнүн максимуму орнолот:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}.$$

Эгерде кабатталган толкндардын фазалар айырмасы  $\pi$  ге эселенген так санга барабар болсо, б.а.  $\Delta\varphi = (2m+1)\pi$  болсо (тиешелүү түрдө толкндардын жүрүшүнүн оптикалык айырмасы жарым толкндун узундугуна

эселенген так санга барабар болсо, б.а.  $\Delta = (2m+1) \frac{\lambda}{2}$  болсо), анда жарыктын

интенсивдүүлүгүнүн минимуму байкалат. Блч рда,

$$E_0 = E_{01} - E_{02} \text{ жана } I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \text{ орнолот.}$$

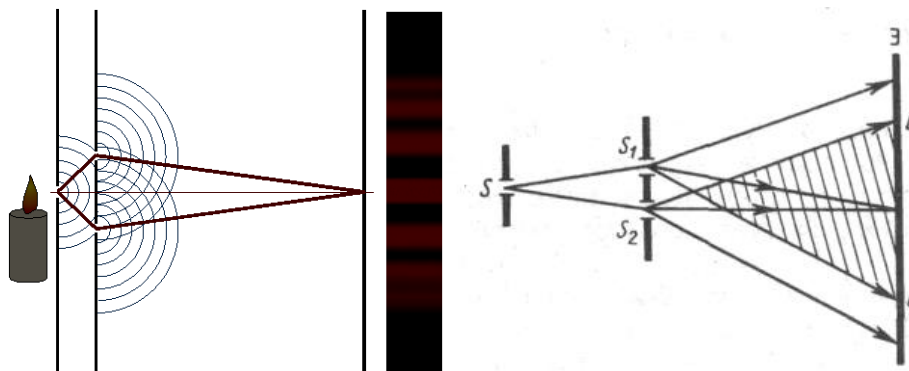
Кадимки эки жарык булагынан, мисалы, эки кызыл лампаларынын рларынан интерференция байкалбайт.

Себеби мындай жарык булактарында лампанын зымындагы атомдор жарыкты б

иринен көз карандысыз рданткандыктан берилген чекитте эки жарык толкндун

н интермелүүлөрүнүн фазалары таяк болбойт (когеренттүү эмес).  
**Интерференциялан ч когеренттүү**  
 толкндарды бир эле жарык б лагынан тарал ч толкнд экиге бөлүү  
 жол менен ал габолот. **Когеренттүү**  
 толкндарды ал н нмындай жолдор төмөндөгүлөр:

-  
 бир эле жарык б лагы аркылы жарыктандырылган эки параллель жылчыкчаны  
 жардамдында (Юнгд нтажрыйбасы);  
 (1- с рот)

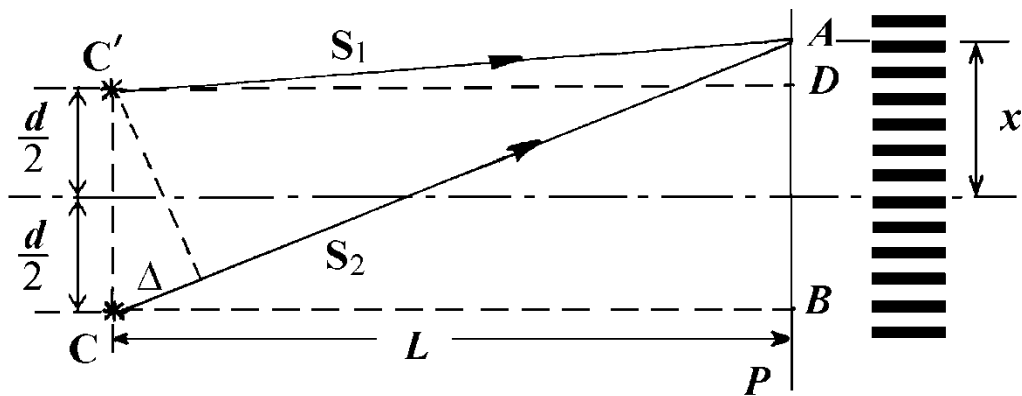


- бири-бирине  $180^\circ$  ка жакын б рч боюнча орнот лган эки күзгүнүн  
 жардамдында (Френелдин күзгүсү);

- негиздери аркылы бириктирилген өтө кичине сын б рч на ээ  
 болгон эки призманын жардамдында (Френелдин бипризмасы) ж.б.

Б л ч рларда биз тиешелүү түрдө эки жылчыкчадан өткөн; эки  
 күзгүдөн чагылган; эки призмадан сынган когеренттүү толкндардын  
 топтом н алабыз жана алардын жардамдында т р кт интерференциялык  
 сүрөттөлүштү ала алабыз.

2. Эки жарык б лагынан чыккан интерференциялык сүрөттөлүштү эсептөө.  
 Эки когеренттүү жарык б лактарынан алынган (мисалы, эки параллель  
 жылчыкчанын жардамдында алынган) интерференциялык сүрөттөлүштөгү  
 тилкелердин абалын жана алардын ортос ндагы аралыктарды табалы. 2-  
 сүрөттө С жана С '–жарыктын эки когеренттүү б лактары–параллель эки  
 жылчыкча болс н.



2-сүрөт. С жана С' эки когеренттүү жарык булактарынан алынган интерференциялык сүрөттөлүш.

Р экранында параллель жарык жана күңүрт тилкелер түрүндөгү интерференциялык сүрөттөлүштү (картинаны) байкоого болот. Мейли  $d$  – жарык булактарынын ортосундагы аралык болсун;  $L$  – жарык булактарынан Р экранына чейинки аралык болсун;  $x$  – интерференциялык сүрөттөлүштүн борборунан А чекити аркылуу өтүүчү кандайдыр бир интерференциялык тилкеге чейинки аралык болсун.  $x$  чоңдугу тилкенин абалын аныктайт. Сүрөттөн көрүнүп тургандай

$$ABC \text{ үч бурчтун гипотенузасы: } S_2^2 = L^2 + (x + d/2)^2,$$

$$ADC' \text{ үч бурчтун гипотенузасы: } S_1^2 = L^2 + (x - d/2)^2.$$

Экинчи теңдемени биринчисинен кемитип, төмөндөгүнү табабыз:

$$S_2^2 - S_1^2 = (S_2 + S_1)(S_2 - S_1) = 2xd \quad (5)$$

Эгерде  $d \ll L$  жана  $x \ll L$  болсо, анда жакындаштырылган түрдө  $S_2 + S_1 = 2L$  деп кабыл алабыз.  $(S_2 - S_1)$  айырмасы – бул толкундардын жүрүшүнүн айырмасы  $\Delta$ . Жарык вакуумда таралат деп эсептеп, (5) теңдемеден төмөндөгүнү алабыз:

$$x = \frac{\Delta L}{d} \quad (6)$$

Интерференция чарчандагы жарыктын интенсивдүүлүгүнүн максимум жана минимум шарттарын жана (6) теңдеманы пайдаланып, жарык (максимумдар) жана күңүрт (минимумдар) тилкелердин абалын аныктоого болот:

$$x_{\max} = \frac{m\lambda L}{d}, \quad x_{\min} = \frac{(2m+1)\lambda L}{d}, \quad (7)$$

мында  $m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$

(7) – формуладан эки коңшулаш жарык (же күңүрт) тилкелердин ортосундагы аралыктарды аныктоого болот:

$$\Delta x = \frac{\lambda L}{d}. \quad (8)$$

3. Жалпы пленкадагы интерференциялык булак.

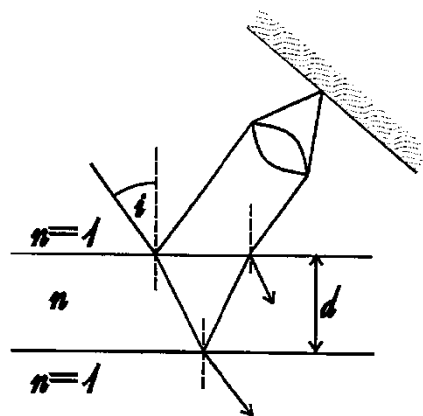
Түркт интерференциялык сүрөттөлүштү жарыктын жактан катмарлардан чагылснан да алга болот, мисалы, снн бетиндеги бензиндин (керосиндин, майдын) пленкасынан, самындын көбүгүнөн, айнек линзасы менен пластинасынын ортосндагы аба катмарынан (Ньютондн шакектери) ж.б.

Жакатмардын (пленканын) үстүнкү жана астынкы чектеринен чагылган толкндардын интерференциясында (3-сүрөт), толкндардын жүрүшүнүн оптикалык айырмасы төмөндөгүгө барабар:

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_0}{2}, \quad (9)$$

мында  $d$  – катмардын калыңдыгы,  $n$  – катмардын сын көрсөткүчү;  $i$  – жарык нрларынын түшүү брч,  $\lambda_0$  – вакуумдагы жарыктын толкндоздугу.

(9) теңдеменин оң жагындагы экинчи мүчөнүн жазылыш себеби төмөндөгүчө: жарыктын оптикалык тыгыздыгы чоңраак чөйрөдөн чагылснда  $E$  вектор өзүнүн багытын секирик түрүндө карама-каршы багытка өзгөртөт б.а. «жарым толкндн жоголс» жүрөт. Ошондуктан толкндн жүрүшүнүн оптикалык айырмасына  $\lambda_0/2$  чоңдугу кошлат (же кемитилет).



3-сүрөт. Жакатмардагы интерференция

Линза менен айнек пластинасынын ортосндагы жакатмарынан чагылган нрлардан пайда болгон интерференциялык картина Ньютондн шакектери деп аталат. Ал көптөгөн концентрикалык жарык жана күңүрт шакекчелердин тобунан турат. Бул чрда интерференцияланч 1 жана 2 (4-сүрөт) нрлардын жүрүшүнүн оптикалык айырмасы нрлардын нормалд түшүүсүндө ( $i=0$ ) төмөндөгүгө барабар:

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda_0}{2}, \quad (10)$$

Интерференциялык шакекчелердин бири изилденүүчү чекиттеги аба катмарынын  $d$  калыңдыгын линзанын ийрилик радиусу  $R$  жана берилген шакекченин  $r$  радиусу аркылыт юнтга болот (5-сүрөт):

$$R^2 = (R - d)^2 + r^2; \quad d(2R - d) = r^2; \quad 2R \approx r^2 \quad (d \ll 2R),$$

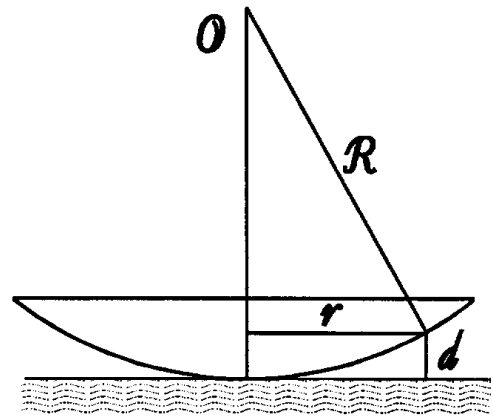
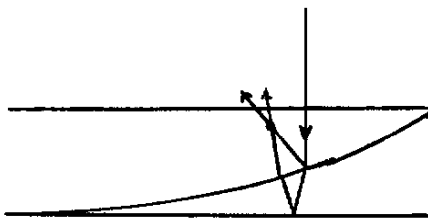
$$d = \frac{r^2}{2R} \quad (11)$$



Күңүрт шакекчелер үчүн  $\Delta = (2m+1) \frac{\lambda_0}{2}$ , жана (10), (11)-ден Ньютондун күңүрт

шакекчелеринин радиустары үчүн төмөндөгүнү алабыз:  $r = \sqrt{m\lambda R}$ ,  $m = 1, 2, 3, \dots$ , (12)

мында  $m$  – күңүрт шакекченин катар номери (нөлдүк деп аталат чорбордо күңүрт тактан башталып эсептелинет).



4-сүрөт. Ньютондун шакектеринин пайда болушу

5-сүрөт. Аба катмарынын  $d$  калыңдыгы менен шакекченин радиусунун байланышы

Интерференция кызыл жарыктын толкундугуна касиетин мүнөздөйт жана анын сандык законченемдүүлүктөрү  $\lambda$  толкун узундугуна көз каранды болот. Ошондуктан кызыл жарыктын толкундугуна жаратылышын далилдөө үчүн жана толкун узундугун аныктоо үчүн интерференциялык спектроскопияда колдонулат. Кызыл ошондой эле оптикалык приборлордун сапатын жакшыртүү үчүн, жогорку дэңгээлдеги чагылтыч беттерди жасоо үчүн колдонулат. Ар кандай интерферометрлер деп аталат оптикалык приборлардын иштөөсү интерференция кызыл на негизделген.

**Бышыктоо үчүн суроолор:**

1. Жарыктын интерференциясы деп кандай кубулушту айтабыз?
2. Когеренттүү жарык булактарын кандай жолдор менен алууга болот?
3. Эмне үчүн күнүмдүк шартта туруктуу интерференция кубулушу байкалбайт?
4. Жарык толкундарынын оптикалык жол узундугу деп эмнен айтабыз? жана бул чоңдук термелүү фазаларынын айырмасы менен кандай байланышкан?
6. Эки толкундун интерференциясындагы максимум жана минимум шарттарын жазгыла.

Тема: Жарык толкндары. Жарыктын дифракциясы. Дифракциялык спектрлер.

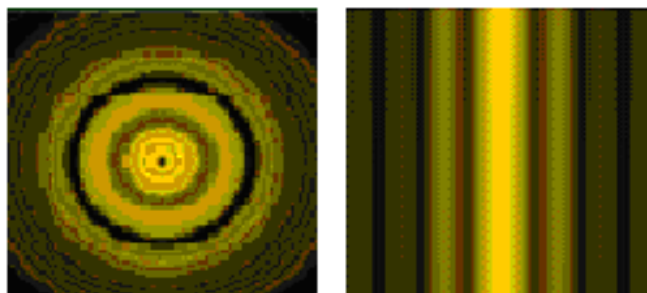
План:

1. Жарык толкундары. Жарыктын  $\delta$  фракц ясы. Гюйгенс-Френелд и пр иц б .
2. Ичке түз сызыктуу жылчыктагы жалпак толкундун  $\delta$  фракц ясы.
3. Д фракц ялык торчо жана анын колдонулушу. Д фракц ялык спектрлер.

1. Жарык толкндары. Жарыктын дифракциясы. Гюйгенс-Френелдин принциби.

Жарык толкндарынын тоскоолдктан айланып өтүүкблшб.а. жарыктын тоскоолдктар аркылатүүүсүндөгү анын түз сызык таралбагытынан четтөөкблшжарыктын дифракциясы деп аталат. Жарыктын дифракциясын байкообир топ татаал. Тоскоолдктн өлчөмдөрү жарык толкннзндг менен салыштырмал өлчөмдө болсо гана толкндар тоскоолдктарды айланып өтө алышат. Ал эми жарык толкнннзндктары эң эле кичине.

Эгерде параллель таралчжарык нрларынын жолна тегерек формадагы тоскоолдкт жайгаштырсак (тегерек диск, шарик жетнк эмес экрандагы тегерек жылчыкча), анда тоскоолдктан бир кыйла алыстыкта жайгашкан экранда кезектешкен жарык жана күңүрт шакекчелердин системасы түрүндөгү  $\delta$  фракц ялык сүрөттөлүш пайда болот (1, а-сүрөт). Эгерде



а)

б)

1-сүрөт

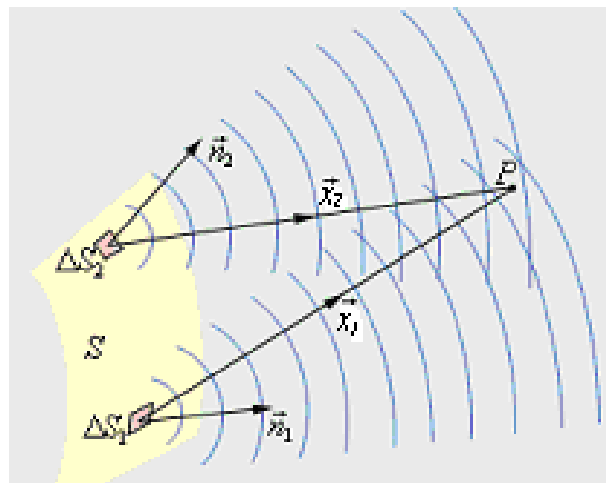
тоскоолдксызык мүнөзгө ээ болсо б.а. тилке түрүндөгү жылчыкча, ичке жип түрүндө болсо, анда экранда параллель жайгашкан дифракциялык тилкелердин системасы көрүнөт (1, б-сүрөт).

Дифракциякблшмрдатан эле, Ньютондн мезгилинде эле белгилүү болгон, бирок блкблштжарыктын корпускулярдык теориясынын негизинде түшүндүрүү мүмкүн эмес болгон. Блкблшка алгачкылардан болп, жарыктын толкндк касиеттерине таянып сапаттык түрдө англис окмштс [Т. Юнг](#) түшүндүрмө берген. Андан көз карандысыз түрдө францз окмштс [О. Френель](#) дифракциякблшннсандык теориясын өнүктүргөн (1818 г.). Френель өзүнүн теориясына [Гюйгенст и пр иц б и негиз кылып алат](#). Гюйгенстин принцибине ылайык - ар бир жарык толкн таралып жеткен мейкиндиктин чекити экинчи

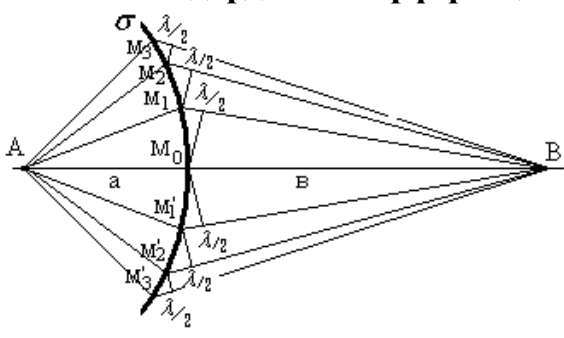
толкндн пайда болборборн түзөт б.а. экинчи толкндн б лагы болн эсептелет, ал эми бл пайда болгон экинчи толкндар бакыттын өтүшү менен толкндн жаңы фронтн абалын берет. Френель, дифракция к бл ш бл - шндай экинчи толкндардын *интерференциясы* экендиги жөнүндөгү идеяны айт менен Гюйгенстин принцибине толктоолорд киргизген. Көптөгөн дифракциялык маселелерди чечүүдө шл принципти колдон жакшы жыйынтыктарды берет. *Гюйгенс-Френелдн* принциби тажрыйбада далилденген. 2-сүрөттө Гюйгенс-Френелдин принциби көрсөтүлгөн.

Мейли,  $S$  бети бакыттын кандайдыр бир моментиндеги толкндк фронттн абалы болсн. Кандайдыр бир мейкиндиктин  $P$  чекитиндеги толкн пайда кырган термелүүнү аныктоо үчүн алгач шл чекиттеги  $S$  бетинин ( $\Delta S_1, \Delta S_2$  ж.б.) бардык элементтеринен келген экинчи толкндар пайда кылган термелүүлөрдү аныктоо керек. Андан кийин бл термелүүлөрдү амплит дала-рын, фазаларын эске ал менен кошп чыг керек. Бл чрда  $S$  толкндк беттин кандайдыр бир тоскоолдуктарга кабылбаган гана элементтерин эске ал керек.

Мейкиндиктин каалаган чекитиндеги жарык толкнн амплит дасын эсептөө үчүн, жарык б лагын ой жүзүндө туюк бет менен крчоо керек жана бл бетке экинчи толкндн блактарын жайгаштыр керек. Экинчи толкн блактарындагы термелүүнүн амплит далары жана фазалары биринчи толкн благындагы амплит да, фаза менен аныкталат. Ал эми мейкиндиктин каралып жаткан каалаган чекитиндеги толкндн термелүү амплит дасы жана фазасы экинчи толкндардын интерференциясы менен аныкталат.



2-сүрөт. Гюйгенс-Френелдин принциби.  $\Delta S_1$  жана  $\Delta S_2$  – толкндк фронтн элементтери,  $n_1$  жана  $n_2$  – нормалдар.

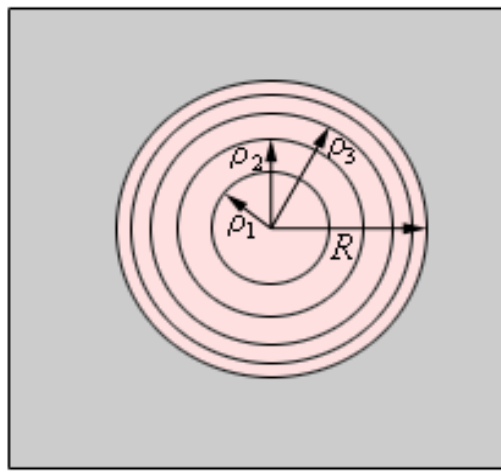


3-сүрөт.

Экинчи толкндардын интерференциясынын жыйынтыгын эсептөө үчүн Френель жөнөкөй, көрсөтмөлүү методдун иштетилген. Бул метод Френелдин зоналары методу деп аталат.

Чексиз алыстатылган  $A$  чекитинде жайгашкан жарык  $b$  лагынан таралган жарык нурлары мейкиндиктин каалагандай  $B$  чекитине келип түшсүн (3-сүрөт). Жарык  $b$  лагын радиусу  $a$  га барабар болгон ( $a \gg \lambda$ )  $\sigma$  сферикалык бети менен крчайбыз.  $B$  чекитинен сферанын бетиндеги эң жакын  $M_0$  чекитине чейинки аралыкты  $v$  менен белгилейбиз ( $v \gg \lambda$ ).  $\sigma$  бетиндеги бардык экинчи толкндардын амплитудалары жана фазалары бирдей болушат.

Коңш лаш зоналардын чегинен  $B$  чекитине чейинки аралыктар толкндун жеринде жарымына айырмалана тургандай кылып  $\sigma$  бетин шакекче зоналарга бөлөбүз. Эгерде  $B$  чекитинен тик карасак бул зоналар концентрикалык шакекчелер (сферикалык сегмент) түрүндө болот (4-сүрөт).



4-сүрөт. Френелдин зоналары.

$\sigma$  толкндук бетти мындай зоналарга бөлүп алуунун артыкчылыгы төмөндөгүдөй: коңш лаш зоналардын тиешелүү  $M_1, M_2$  ж.б. чекиттери үчүн толкндардын жүрүшүнүн *опт калык айырмасы*  $\frac{\lambda}{2}$  ге барабар болот жана бул чекиттерден пайда болгон экинчи толкндар  $B$  чекитинде кабатталышып бири-бирин начарлатышат. Натыйжада  $B$  чекитине келип түшүүчү экинчи толкндар ачык жана жабык концентрикалык зоналар түрүндө болот. Тоскоолдук (жылчыкча) аркылуу өтүүчү шундай зоналардын саны анын  $R$  радиусу аркылуу аныкталат:

$$m = \frac{R^2}{\lambda b}$$

Эсептөөлөр Френелдин бардык зоналары бирдей аянтка ээ болуу шаарына наалардын радиусу менен көз каранды болуу менен аныкталат:

$$\rho_m = \sqrt{\frac{ab\lambda m}{a+b}}, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

Экинчи толкндардын  $B$  чекитиндеги интерференциясы Френелдин ачык зоналарынын санынан б.а.  $m$  санынан көз каранды болот.

Жарык  $b$  лагынан жана байкоо чекитинен (экрандан) баштап жарыктын таралган жолундагы тоскоолдукка чейинки аралыктарга жараша дифракцияны эки түргө бөлүшөт. Дифракциянын биринчи түрү - Фраунгофердун дифракциясы (же параллель нурлардын дифракциясы) деп аталат.

Бул дифракция жарык бөлүгү менен байкоо чекити дифракцияны пайда кылган тоскоолдуктан чексиз алыс (салыштырмалы чоң аралыкта) жайгашкан учурда пайда болот.

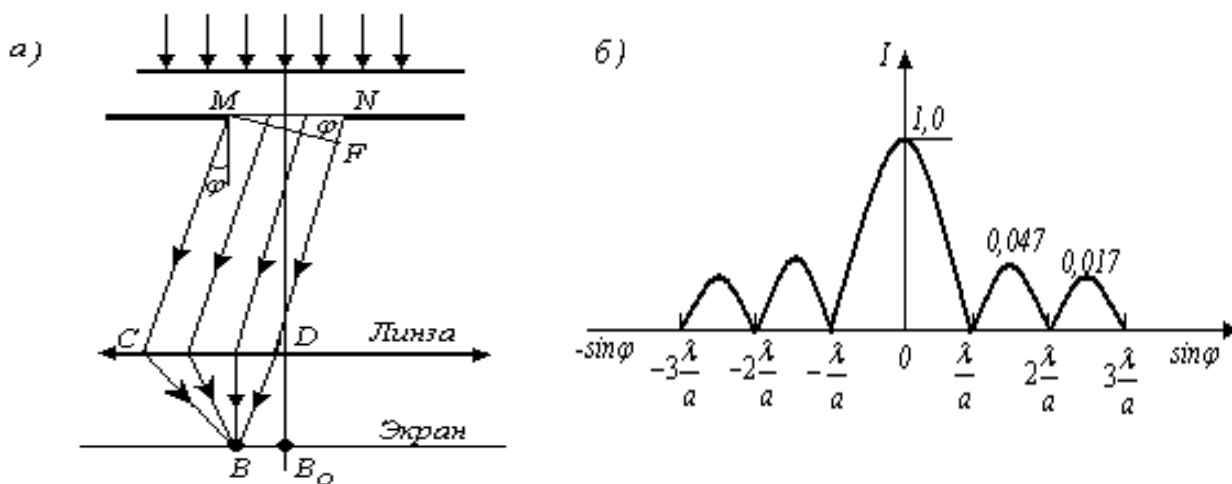
Дифракциянын экинчи түрү тоскоолдукка сферикалык же жалпак толкун келип түшкөндө пайда болот, бул учурда дифракциялык сүрөттөлүш тоскоолдуктан артында, белгилүү аралыкта жайгашкан экрандан көрүнөт (байкалат). Дифракциянын бул түрү алгач Френель аркылуу изилденген жана *Френельдин дифракциясы* (же *кесилүүчү нурлардын дифракциясы*) деп аталат.

Фраунгофердин дифракциясын ишке ашыруу үчүн, чекиттик жарык бөлүгүн чогултучу линзанын фокусна жайгаштыруу керек. Ал эми дифракциялык сүрөттөлүштү тоскоолдуктан артына жайгашкан экинчи чогултучу линзанын фокалдык тегиздигинен изилдөө керек.

Чексиз узундуктагы жылчыкчадан пайда болгон Фраунгофердин дифракциясын карайлы (бул үчүн жылчыктын узундугунун кендигинен бир канча чоң болушу керек). Мейли, жалпак монохроматикалык жарык толкун кендиги  $a = MN$  болгон ичке жылчыктын тегиздигине перпендикуляр багытта келип түшсүн (8-сүрөт). Жылчыктан өтүп, эркин  $\varphi$  багыты боюнча таралган  $MC$  жана  $ND$  четки нурларынын жүрүшүнүн оптикалык айырмасы,

$$\Delta = NF = a \sin \varphi \quad (2)$$

мында  $F$  -  $M$  чекитинен  $ND$  нурна түшүрүлгөн перпендикулярдын негизи.



### 5-сүрөт

Гюгенс-Френелдин принциби боюнча, жылчыктын ар бир чекити экинчи толкундардын бөлүгү болуп саналат. Жылчыктын  $MN$  тегиздигиндеги толкундук бетинин ачык бөлүгүн жылчыктын  $M$  капталына параллель тилкелер түрүндө Френелдин зоналарына бөлүшөт. Ар бир зонанын кендиги, коңш лаш зонанын чегиндеги нурлардын жүрүшүнүн

оптикалык айырмасын  $\frac{\lambda}{2}$ -ге барабар болгондой тандалып алынгандыктан

жылчыктын жалпы кендигине  $\frac{\Delta}{\lambda/2}$  сандагы зона т ра келет. Жарык

жылчыкчага нормал боюнча түшкөндүктөн, жылчыктын тегиздиги толк нд н фронт менен дал келет; тиешелүү түрдө толк нд к фронтт н бардык чекиттери жылчыкчанын тегиздигинде бирдей фазада термелишет. Алынган Френелдин зоналары бирдей аянтка ээ жана байкоо чекитине карай бирдей жантаюу б рч на ээ бол шкандыктан, экинчи толк ндардын амплит далары жылчыктын тегиздигинде барабар бол шат.

(15)-форм ладан, жылчыктын кендигине бата т рган Френелдин зоналарынын саны  $\varphi$  б рч нан көз каранды болоор келип чыгат. Өз кезегинде Френелдин зоналарынын санынан бардык экинчи толк ндардын кабаттал с н н жыйынтыгы(интерференциясы)көз каранды болот. Мындан, Френелдин ар-бир ж п эки коңш лаш зоналарынан интерференциялан с нда толк ндар бири-бирин өчүрүшкөндүктөн, жыйынтыктооч термелүүлөрдүн амплит дасы нөлгө барабар болот. Мындан, тиешелүү түрдө Френелдин зоналары ж п санда болсо, анда

$$a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3, \dots), \quad (3)$$

болот жана  $B$  чекитинде  $\delta$  фракц ялык м н мум байкалат (тол к караңгылык), эгерде Френелдин зоналарынын саны так санда болсо, анда

$$a \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3, \dots), \quad (4)$$

барабардыгы ор н алат жана компенсацияланбай (жоюшпай) калган Френелдин бир зонасынын таасири менен  $\delta$  фракц ялык макс мум, байкалат.

Белгилей кетүү керек  $\varphi = 0$  багыты боюнча жылчыкча Френелдин жалгыз зонасы сыякт аракет этет жана б л багытта жарык эң чоң интенсивдүүлүк менен таралат, б.а.  $B_0$  чекитинде борбордук  $\delta$  фракц ялык макс мум байкалат.

(3) - жана (4) - шарттарынан амплит дасы (тиешелүү түрдө интенсивдүүлүгү) нөлгө барабар ( $\sin \varphi_{\min} = \pm \frac{m\lambda}{a}$ ) же максималдык мааниге ээ (

$\sin \varphi_{\max} = \pm \frac{(2m+1)\lambda}{2a}$ ) болгон экрандын чекиттерине карата багыттарын таб га

болот. Дифракциянын негизинде алынган интенсивдүүлүктүн маанисинин экрандагы бөлүштүрүлүшү (дифракциялык спектр) 9,б-сүрөттө көрсөтүлгөн. Эсептөөлөр көрсөткөндөй интенсивдүүлүк борборд к жана кийинки максим мдарда 1:0,047:0,083: ..., маанилерине ээ болот ал эми жарык энергиясынын негизги бөлүгү борборд к максим мга топтолот. Жылчыктын кендигинин кичирейиши менен борборд к максим м кеңейет. Б л ч рда

анын жарыктанышы азаят. Бул айтылгандар башка максимумдарга да тиешелүү болот.

Жылчыктын кеңдигинин чоңоюшу менен ( $a > \lambda$ ) дифракциялык тилкелер жарыгыраак боло башташат, ал эми тилкелердин саны көбөйөт.  $a \gg \lambda$  болгон учурда борбордо жарык бөлүгүнүн так сүрөттөлүшү алынат (жарыктын түз сызыкты таралышы орноталат).

$a = \lambda$  болсо ( $\sin \varphi = 1$  жана  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  дал келген учурда) борбордо максимум чексиздикке карай таралат жана бул учурда экран бирдей жарыктанып калат.

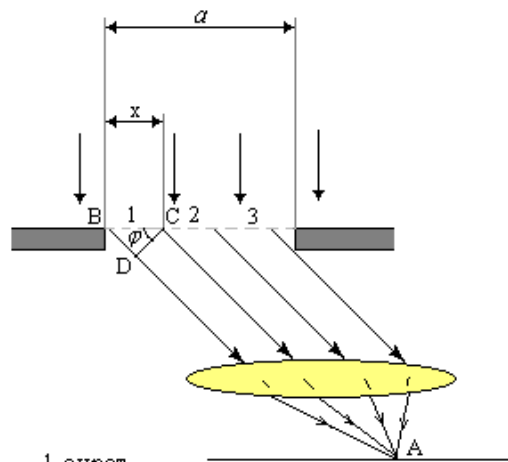
Дифракциялык максимумдардын абалы  $\lambda$  толкун узундугунан көз каранды, ошондуктан жогоруда каралган дифракциялык сүрөттөлүш монохроматикалык жарык үчүн гана орноталат.

### 1. Ичке жылчыктагы жалпак толкундун дифракциясы.

Адегенде жалгыз жылчыктан алынган дифракцияны карайлы.

Узун, ичке жылчыкка жалпак жарык толкуну келип түшсүн. (6-сүрөт). Мындай толкундардын тобу катарында кароого болот. Жылчык аркылуу өтүүдө дифракциякөбөлөшүнүн натыйжасында бул толкундардын таралышы өзгөрөт. Экрандын каалагандай  $A$  чекитиндеги жарыктаныштын мааниси эмнеден көз каранды болушу мүмкүн. Албетте толкундардын жүрүш айырмасынан ( $\Delta = BD$ ) көз каранды. Ал эми толкундардын жүрүш айырмасын табуу оңой эмес. Бул үчүн Френелдин зоналар теориясы пайдаланылгангайы. Себеби бул теория татаал эсептөөлөрдү талап кылбайт.

Ферманын (1601-1665) принциби боюнча линзалардын оптикалык жолун өзгөртпөйт. Ошондуктан толкундардын жүрүш айырмасы линзага келип түшкөнгө чейин эле пайда болот. Линзаны  $A$  чекитине толкундарды топтоо үчүн гана пайдаланабыз. Жылчыктын узундугун  $a$  деп белгилеп, анын кеңдиги  $x$



1-сүрөт

болгон  $1$  жана  $k$  зоналарга бөлөбүз. Ар бир зонадан чыккан  $n$ -рдун оптикалык жолунан  $m$ -р-н зонадан чыккан  $n$ -рдун оптикалык жолунан жарым толкун узундугуна ( $\frac{\lambda}{2}$ ) кыска болсун. Анда каалагандай зонадан чыккан  $n$ -рдун оптикалык жолу кийинки коңш зонадан чыккан  $n$ -рдун оптикалык жолунан жарым толкун узундугуна болушу келип чыгат. Демек, биринчи зонадан чыккан  $n$ -рдун фазасы үчүнчү, бешинчи ж.б. зоналардан чыккан толкундардын фазалары менен бирдей болот. Ал эми коңш зоналар карама-каршы фазадагы толкундарды

чыгарышат. Зоналардын аянттары бирдей болгондуктан, ар бир зонадан чыккан  $n$  р кийинки зонадан келген  $n$  р д толк өчүрө алат. Мындан көрүнүп тургандай зоналардын саны  $k$ -ж  $n$  сан болсо, анда  $A$  чекитинде минимум,  $k$ -так сан болсо, максимум байкалышы керек. Демек  $A$  чекитиндеги жарыктаныштын мааниси жылчыкка кандай сандагы Френелдик зона сыя тургандыгына жараша болот.

Зоналардын санын аныктайлы. 6-сүрөттөн көрүнүп тургандай

$$\sin \varphi = \frac{BD}{BC} = \frac{\Delta}{x} = \frac{\frac{1}{2}\lambda}{x} = \frac{\lambda}{2x}$$

Мындан  $x = \frac{\lambda}{2 \sin \varphi}$

Анда зоналардын саны  $k = \frac{a}{x} = \frac{2a \sin \varphi}{\lambda}$  болот. Ошентип,  $A$  чекитинде

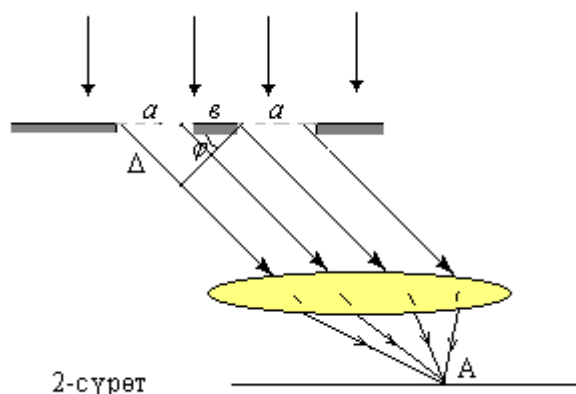
минимумдар шарты аткарылсын үчүн зоналардын саны  $k$  ж  $n$  сан болууга тийиш б.а.,

$$k = 2m = \frac{2a \sin \varphi}{\lambda} \text{ же } a \sin \varphi = m\lambda \quad (5)$$

$A$  чекитинде максимумдар шарты аткарылсын үчүн зоналардын саны так сан болууга тийиш:

$$k = 2m + 1 = \frac{2a \sin \varphi}{\lambda} \text{ же } a \sin \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (6)$$

Ошентип кендиги  $a$  болгон жылчык аркылуу толкун узундугу  $\lambda$  болгон жарык толкунун өтүүсүндө (5) шарты менен аныкталчу багыттарда минималд, ал эми (6) шарты менен аныкталчу багыттарда максималд жарыктаныш байкалат. (7-сүрөт)



2-сүрөт

Эми жарык толкуну эки бирдей жылчык аркылуу өткөн кездеги дифракция кылабыз карайлы (7-сүрөт).

Кендиктери бирдей болгон эки жылчык бири-биринен тик эмес тосмо аркылуу бөлүнсүн. Жылчыктардын кендиктери  $a$ , тосмонун кендиги  $b$  болсун. Жалпак жарык толкуну эки жылчыкка бир

бакта келип түшсүн. Белгилүү бир  $\varphi$  багыты боюнча бараткан нурлар экрандын  $A$  чекитинде топтолсун. Анда,

$$a \sin \varphi = m\lambda \quad \text{шарты аткарылсын дейли.}$$

Анда биринчи жылчык аркылуу келген нурлар экрандын  $A$  чекитинде бири-бирин өчүрүшөт. Экинчи жылчыктан келген нурлар да бири-бирин өчүрүшөт. Демек, белгилүү багытта жылчыктардын саны экөө болгон учурда да



экранда жарыктаныш байкалбайт. Ошондуктан жалгыз жылчык үчүн жазылган (1) шарты жылчыктардын саны экөө болгон учурда да минимумдар шарты деп аталат. Себеби жылчыктардын саны канчалык өскөн менен экрандагы минимумдардын пайда болуу ордунда жалгыз жылчык аркылуу өткөн учурдагыдай эле кала берет. Ошентип (1) шарты бирдей кеңдиктеги өтө көп сандагы жылчыктар үчүн да орун алат:

- 1) биринчи жылчыктан келген нурлар экинчи жылчыктан келген нурларды начарлатат же өчүрөт;
- 2) бири-бирин күчөтүшөт.

Мындан көрүнүп тургандай, жалгыз жылчык үчүн жазылган (2) максимумдар шарты көп жылчыктар үчүн орун албайт. Бири-биринен  $d = a + b$  аралыгында жайгашкан жылчыктын эки чекитин карайлы. Бул чекиттерден келген нурлардын бири-бирин күчөтүүсү же начарлатуусу алардын жүрүш айырмасынан көз каранды болот тургандыгы интерференция кубулушунан белгилүү.

$$\text{Эгер} \quad d \sin \varphi = m \lambda \quad (7)$$

шарты аткарылса, анда тиешелүү чекиттерден келген нурлар бири-бирин күчөтүшөт. (7) шарты башкы максимумдар шарты деп аталат.  $m$  саны максимумдун тартиби деп аталгандыктан  $m = 0$  маанисиндеги башкы максимум борбордук башкы максимум деп аталат. Калган, башкы максимумдардын бардыгы борбордук максимумга карата симметриял жайгашышат.

Эгерде кайсы бир  $\varphi$  багыты үчүн

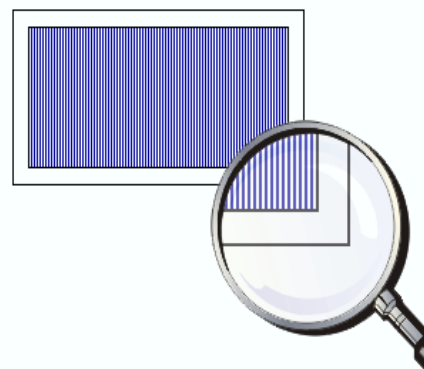
$$d \sin \varphi = (m + \frac{1}{2}) \lambda = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (8)$$

шарты аткарылса, анда тиешелүү чекиттерден келген нурлар бири-бирин өчүрүшөт. (8) шарты каалагандай жерде сандагы жылчыктар үчүн гана аткарылат жана кошумча минимумдар шарты деп аталат. (8-сүрөт)

Дифракциялык торчо жана анын колдонулушу. Дифракциялык спектрлер.

Эми көп сандагы жылчыктардан алынган дифракцияны карайбыз. Бул максатта атайын куралдар-дифракциялык торчолор пайдаланылат. Дифракциялык торчо – бул, айнек же металл пластинкасынын бетине атайын бөлүүчү машинканын жардамында штрихтер (күнүрт тилкелер, сызыктар) түшүрүлгөн спектралдык прибор болуп саналат.

Торчон аяк жарык менен жарыктандырганда бир эле тартиптеги максимумдар түрдүү узундуктагы толкундар



8-сүрөт. Дифракциялык торчо

үчүн түрдүү багыттарда жайланышат. Демек, дифракциялык торчо ак жарыкты спектрге ажырата алат. Борборд к башкы максимум үчүн бардык  $m$  нд ктагы толкндардын жүрүш айырмасы нөлгө барабар болгондктан ал ак түстө болот. Калган башкы максимумдардын бардыгы түстүү болшат. Демек, дифракциялык торчо, айнек призмасы сыяктуу спектралдык прибор болуп саналат.

Торчонун жылчыктарынын эни  $a$ , ал эми коңш лаш эки жылчыктын ортосундагы аралык  $b$  болсо,  $d=a+b$  чоңдугу торчонун мезгилидеп аталат. Торчонун мезгили  $d$  анын жарыкты спектрге ажыратуу жөндөмдүүлүгүн мүнөздөйт. Торчонун мезгили канчалык кичине болсо, ал ошончолук кеңири спектрди берет. Анын белгилеу кесетин мүнөздөө үчүн торчонун дисперсиясы түшүнүгүн киргизебиз.  $D = \frac{d\varphi}{d\lambda}$  чоңдугу торчонун белгилеу кесетин дисперсиясы деп аталат.

Мында  $\varphi$  - чоңдугу толкундун  $m$  нд ктары боюнча өз ара  $\lambda$  га айырмаланышкан эки спектралдык сызыктын ортосундагы белгилеу кесетин аралык. Дифракциялык торчонун белгилеу кесетин дисперсиясын табыш үчүн, башкы максимумдар шартын  $\varphi$  жана  $\lambda$  боюнча дифференциалдайбыз:

$$\frac{d}{d\varphi}(d \sin \varphi) = \frac{d}{d\lambda}(m\lambda) \quad \text{мындан} \quad d \cos \varphi \cdot d\varphi = m d\lambda$$

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi} \quad (9) \text{ келип чыгат.}$$

Ошентип, торчодогу дифракциялык сүрөттөлүш анын бардык жылчыкчалары аркылуу өткөн толкундардын өз-ара интерференциясы болуп эсептелет б.а. дифракциялык торчодо ар бир жылчыкчадан өткөн когеренттүү толкундардын көптүгү интерференциясы пайда болот.

Илимий иштерде колдонулуучу торчолордун мезгили миллиметрдин миңдик үлүштөрүн гана түзөт. Жакшы торчолордо бири-бирине параллель штрихтердин  $m$  нд  $g = 10$  см ге жакын, ал эми бир миллиметрге 2000 ге жакын сандагы штрихтер тарап келет. Дифракциялык торчонун жалпы эни ( $m$  нд  $g$ ) 10–15 см ге жетет. Мындай торчолордун жасоо жогорку технологияларды талап кылат. Ошондой эле практикада тик пленканын бетине түшүрүлгөн миллиметрге 50–100 штрихтүү ирик дифракциялык торчолор дагы колдонулат. Компакт-дисктин же граммафон пластинкасынын сыныгы дагы дифракциялык торчо катары колдонулууга болот. Торчолор негизинен спектрдик анализ үчүн колдонулат.

**Бышыктоо үчүн суроолор:**

1 Жарыктын дифракциясы деп кандай кубулушту айтабыз?

- 2 Френелд н, Фраунгоферд н д фракц ялары кандай шарттарда пайда болот?
- 3 Д фракц я кубулушуна жылчыкчанын кеңд г жана жарыктын толкун узундугу кандай таас р берет?
- 4 Д фракц ялык торчо деген эмне?
- 5 Эмне үчүн д фракц ялык торчо ак жарыкты түстүү спектрге ажыратат?
- 6 Экранды торчодон алыстатканда д фракц ялык сүрөт кандайча өзгөрөт?
- 7 Д фракц ялык торчонун мезг л деген эмне?

**Тема. Жарык-т расынан кеткен электромагниттик толк н. Жарыктын поляризация к б л ш .Малюст н закон**

*План:*

1. Жарык-туурасынан кеткен электромагниттик толкун.
- 2 Жарыктын поляризация кубулушу.
3. Поляризацияланган жарыкты алуу жана анализдөө
4. Жарыктын чагылуу жана сынуусундагы поляризация жасы.
5. Малюстун закону.

**1 Жарык-т расынан кеткен электромагниттик толк н. Жарыктын жаратылышы жөнүндөгү маселелер көптөгөн илимпоздордо кызыгып жараткан. Англис физиги Исаак Ньютон (1643-1727) жарыкты- жаркырак телолордон чыккан жана көзгө көрүү сезимин пайда кылган тез кыймылдагы эң кичине бөлүкчөлөрдүн- корпускулалардын агымы деп эсептеген.**

**Англис илимпоз Р.Гук (1635-1703-жж.) жарыктын толкундук жаратылышта экендиги жөнүндөгү өзүнүн гипотезасын айткан. Бл гипотеза голанд физиги Х. Гюйгенс (1629-1695) тарабынан 1690-жылы жарык көргөн «Жарык жөнүндөгү трактат» деп аталган эмгегинде илимий деңгээлде каралган.**

**Кийинчерээк орус окумуштуусу М.В.Ломоносов, француз физиктери О.Френель, А. Физо, немец физиги Й. Фраунгофер, англис физиги Т.Юнгдн илимий ачылыштары, жарыктын толкундук жаратылышта экендигин ишенимдүү далилдеген. И.Ньютондн жарык жөнүндөгү корпускулярдык теориясы четке кагылып, жарыктын толкундук теориясы өркүндөй баштаган.**

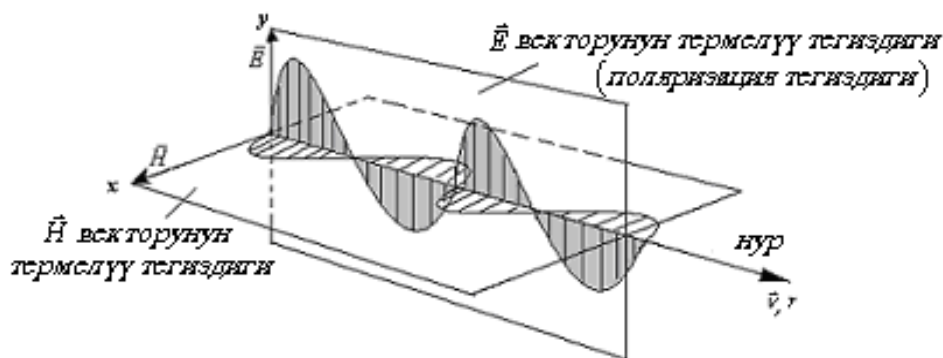
**Англис физиги Дж. Максвелл 1873-жылы жаратылышта вакуумда 300 000 км**

**/секылдамдык менен таралып чыккан электромагниттик толкундардын болоорлун теория жүзүндө далилдеген. Мына ушуга байланыштуу жарык электромагниттик толкун экендиги белгилүү болгон. Мындай толкундар немец физиги Г. Герц тарабынан 1888-жылы эксперимент жүзүндө алынган.**

**Орус физик-экспериментатор П.Н.Лебедев өзүнүн изилдөөлөрүнүн негизинде, электромагниттик толкундарынын бардык касиеттери жарык толкундарынын касиеттери менен дал келээрин далилдеген. Мындай ачылыштар XIX**

кылымдын аягында жарыктын электромагниттик теориясынын пайда болушуна алып келген.

1. Жарыктын поляризация кубулушу. Жарык-бл заттын дүүлүккөн атомдор же молекулалары тарабынан ирдантылган электромагниттик толкун болуп эсептелет. Ал эми электромагниттик толкун - мезгил-мезгили менен электр жана магнит талааларынын чыңалыш векторлорунун ( $\vec{E}$  жана  $\vec{H}$ ) маанилеринин жана багыттарынын өзгөрүүсүнүн (термелүүсүнүн) бакыттын өтүшү менен мейкиндикте белгилүү ылдамдык боюнча таралышы болуп эсептелет.  $\vec{E}$  жана  $\vec{H}$  векторлор жана толкундун таралышынын ылдамдык вектору  $\vec{v}$  өз ара перпендикуляр болушуп, оң бирама системасын түзүшөт. Электромагниттик толкундар тасынан таралыш толкундар болушат.  $\vec{E}$  жана  $\vec{H}$  векторлорунун термелүү багыттары толкундун таралыш багытына перпендикуляр багытталса, анда мындай толкундар тасынан таралыш толкуну деп аталат.



### 1-сүрөт.

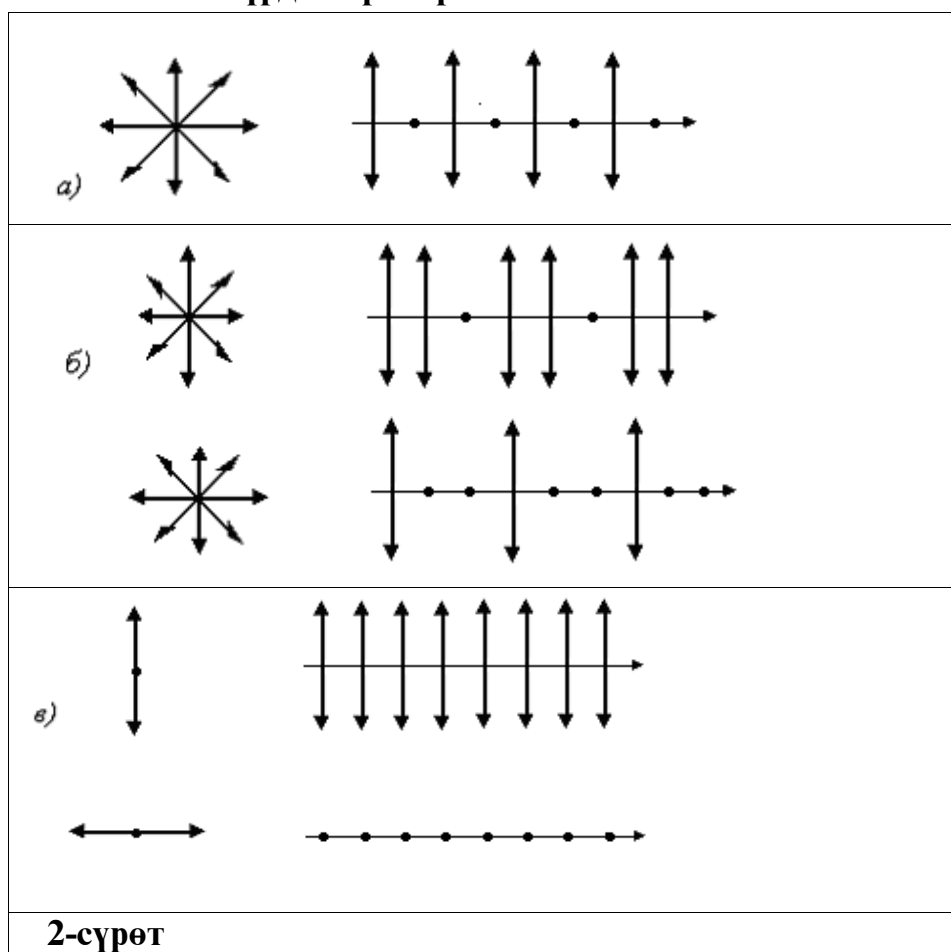
1-сүрөттө монохроматикалык электромагниттик толкундун схемалык сүрөттөлүшү көрсөтүлгөн. Бул толкундун мындан ары жарык толкуну деп, ал эми  $\vec{E}$  векторун жарык вектору деп атайбыз. Жарык вектору термелүүчү тегиздик жарык векторунун термелүү тегиздиги же поляризация тегиздиги деп аталат.

Бул тегиздик жарык векторунун термелүү тегиздиги жана жарык нур аркылы (б.а. жарыктын таралыш багыты аркылы) өтөт. Жарык нурунун жана жарык векторунун багытын билүү менен ар дайым  $\vec{H}$  векторунун термелүү багытын таап алууга болот. Ошондуктан, мындан ары электромагниттик толкундун караганда  $\vec{E}$  векторун гана термелүүсүн карайбыз. Анткени, жарыктын затка химиялык, физиологиялык ж.б. таасир этүүлөрү электрдик термелүүлөрдөн гана көз каранды болот.

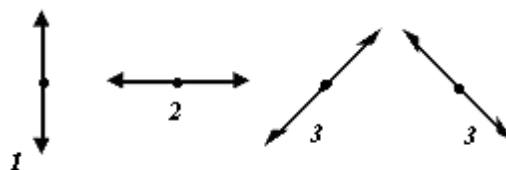
Мейкиндикте  $\vec{E}$  жарык вектору ар дайым бир тегиздик боюнча термелген жарык нур жалпак же сызыктан поляризацияланган жарык деп аталат.  $\vec{E}$  вектору жана  $r$  нур аркылы жүргүзүлгөн тегиздик - сызыктан

поляризацияланган толкндн термелүү тегиздиги же жөн эле поляризация тегиздиги деп аталат.

Жекече атомдорндан турган жарык (квант) поляризацияланган жарык болот. Жаратылышта табигый жарык бөлүктөрү ар кандай даражада дүүлүккөн көптөгөн сандагы атомдордн жана молекулалардын нрдансн пайда болот. б.а. жарык толкн жекече атомдорндан турган көп сандагы электромагниттик толкндардын тобунан турат. Ар бир атомндан турган толкндн термелүү тегиздиктери ар кандай ориентация боюнча жайгашышат. Мындай жарык толкн табигый жарык деп аталат. Бир-биринен көз карандысыз көптөгөн сандагы нрдан турган жарык бөлүктөрү табигый жарыкты нрдантышат. Мындай жарык бөлүктөрүнө ар кандай кызытылган телолор (кызытма лампа, жалын, ар кандай ысыткыч приборлор ж.б.) жана люминесценциялык лампалар кирет. Ал эми лазерлер поляризацияланган жарыкты нрдантышат. Жаратылышта кээ бир жарык бөлүктөрүнө нрдантылган толкндн  $\vec{E}$  чыңалыш векторунн амплитудасы маанилери ар кандай термелүү тегиздиги боюнча бирдей болбой калышы да мүмкүн. Мындай жарык нрдан жарым-жартылай поляризацияланган нрдан болушат. 2-сүрөттө табигый поляризацияланбаган (а), жарым-жартылай поляризацияланган (б), поляризацияланган (в) толкндар жана  $\vec{E}$  векторунн термелүү тегиздиктери, алардын шарттык белгилениши схемалык түрдө көрсөтүлгөн.



Табигый жарыктан айырмаланып, поляризацияланган жарык интенсивдүүлүк менен гана ( $\lambda$  толкун узундугунан көз каранды) мүнөздөлбөстөн, термелүү тегиздигинин жайгаш абалы менен да мүнөздөлөт. Мисалы, 2-сүрөттө 1,2 жана 3 поляризацияланган нурлардын термелүү тегиздиктеринин ар кандай багытта жайгаштары схемалык түрдө көрсөтүлгөн.



2. Поляризацияланган жарыкты ал жана анализдөө

Жарык толкундарынын тарасынан кеткен толкун экендиги көп сандаган эксперименттердин негизинде далилденген. Алардын ичинен эң жөнөкөйүн карап көрөлү. Ал турмалин кристаллдары менен жүргүзүлгөн тажрыйба болуп эсептелет.

Турмалин кристаллынан бир капталы кристаллдын огуна дал келгендей кылып бирдей кесилген эки пластинканы биринен кийин экичисин жарык нурунун таралбагытына коюп, эки пластинкадан тең өткөн жарыкты байкайбыз.

Пластинкалардын октор бирдей багытталган болсо, эч кандай деле өзгөрүүлөр байкалбайт, болгон жарык агымы кристаллдардын өзүнө жатпашна байланыштуу бир аз начарлай түшөт.

Эгер биринчи кристаллды кыймылсыз калтырып, экинчисин айландыра баштасак, анда таңкалаарлык кубулуш-жарыктын басандай башташы байкалат. Октордун ортолорундагы бурчтун чоңойушу менен жарыктын интенсивдүүлүгү азая берет. Качан гана октор бири-бири менен перпендикуляр болгон кезде жарык такыр өтпөй калат. Жарык нур экинчи кристалл тарбынан толугу менен жатпайт.

Бул тажрыйбадан төмөнкү жыйынтыктарга келебиз: жарык тарасынан кеткен толкун болуп эсептелет; термелүү ак жарыктын таралбагытына перпендикуляр болуп, бардык багыт боюнча жүрөт. Мындай жарык табигый, же поляризацияланбаган деп аталат. Турмалин кристаллы термелүүлөрү белгилүү бир тегиздикте жаткан жарык толкундарын гана өткөрүүгө жөндөмдүү.

Мындай жарык *поляризацияланбаган*, тагыраак айтканда, *жалпак поляризацияланбаган*, деп аталат. Биринчи кристаллдын жалпак поляризацияланбаган жарык өтөт. Ал эми огу биринчисиники менен  $90^\circ$  түзгөн экинчи кристаллдан ал жарык өтпөй калат. Ошентип турмалин кристаллы жарыкты поляризациялайт, б.а. табигый жарыкты жалпак поляризацияланбаган жарыкка айланат.

Жогоруда айтылган поляризация кубулушун механикалык тажрыйба аркылуу түшүндүрсө да болот. Бир тегиздикте, мисалы, вертикалда абалда термелген жип поляризацияланган жарык толкунун моделин бере алат. Ал эми

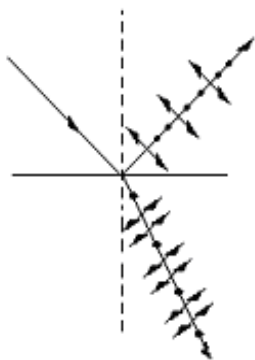
табигый жарык толкунун моделин термелүү тегиздиги тез өзгөрүп кыска бакыт ичинде ар кандай абалга ээ болот. Орточо затасынан оюп тешилген калыңыраак төрт бурчтук эки тактай жогорду келтирилген т.р.малиндердин кызматын аткарат: жиптин тешикке бойлото багытталган термелүүсү тешик аркылуу оңой эле өтүп кетет, ал эми тешикке перпендикляр болгон термелүүсү өтпөй калат. Тешиктер өз ара перпендикляр абалда болушса, жиптин термелүүсү алар аркылуу өтпөйт. Бул жасалган механикалык тажрыйба тактайдагы тешик жиптин «табигый» термелүүсүн поляризацияланганын көргөзөт.

### 3. Жарыктын чагылганы жана сынындагы поляризациясы.

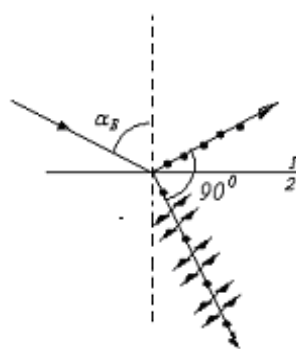
Эгерде эки чөйрөнүн чегине (мисалы, айнек пластинасы менен аба) түшкөн жарыктын бурчунан түшүү бурчунан айырмаланы болсо ( $\alpha_B \neq 0$ ), анда чагылган жана сынганын бурчтары жарым жартылай поляризацияланышат. Чагылганында толкундун чыңалыш векторуна түшкөн тегиздикке перпендикляр багыттагы термелүүлөрү басымдуу болушат (3-сүрөттө чекиттер менен көрсөтүлгөн). Сынганында толкундун чыңалыш векторуна түшкөн тегиздикке параллель багыттагы термелүүлөрү басымдуу болушат (3-сүрөттө эки чекиттер менен көрсөтүлгөн). Поляризацияланган даражасын бурчтан түшүү бурчунан көз каранды болушат. Эгерде түшүү бурчуна тангенсин сыны көрсөткүчүнө барабар болсо, сынганын бурчу түшүү тегиздиги менен дал келүүчү тегиздикте толук бойдон поляризацияланган болот, б.а.

$$\operatorname{tg} \alpha_B = n_{21} \quad (1)$$

Мында  $n_{21}$  - экинчи чөйрөнүн биринчи чөйрөгө салыштырмалы сыны көрсөткүчү деп аталат. (1) катышы Брюстердин законун деп аталат, ал эми  $\alpha_B$  Брюстердин бурчу деп аташат.



3-сүрөт



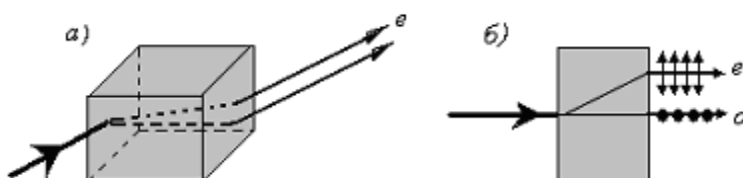
4-сүрөт

Жарыктын бурчу Брюстердин бурчу боюнча түшкөндө чагылганы менен сынганы өз ара перпендикляр болоорун байкоого болот (4-сүрөт).

Жарыктын бурчу Брюстердин бурчу боюнча бир нече жол сындыр аркылуу поляризация даражасын жогорулатууга болот. Мисалы айнек үчүн ( $n = 1,53$ ), поляризация даражасы 15% тен ашпайт, бирок жарыктын бурчу бири-бирине кабатталган 8-10 айнек пластинасынан т.р.ган системадан өткөрсөк, андан

чыккан н р тол к поляризацияланып калат. Мындай поляризатор Столетовд н поляризатор деп аталат (стопа Столетова).

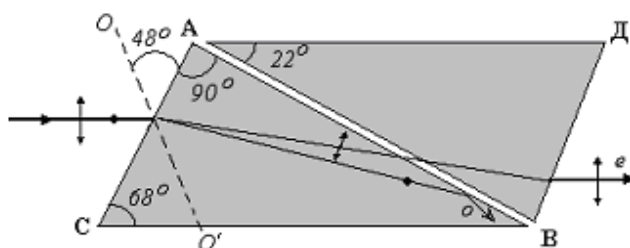
Жарыктын эки бөлүнүп сын с . Анизотропт чөйрөдө жарыктын ылдамдыгы (тиешелүү түрдө сын көрсөткүчү) жарык вектор н н ориентациясынан көз каранды болот. Ошонд ктан жарык н р анизотропт чөйрө (исланд шпаты, т рмалин сыякт кристаллдар) аркыл өткөндө эки бөлүнүп сынат. Н рлардын бири кадимки н р (*o*-н р : латынча *o r d i n*), *a r y* экинчиси өзгөчө н р (*e*-н р : латынча *e x t r a o r*) деп аталат.



5-сүрөт

Б л к б л ш жарыктын эки бөлүнүп сын к б л ш деп аталат (5-сүрөт) жана жарыктын нормалдык (перпендик ляр) түшүүсүндө да байкалат. (5,б – сүрөт). Кристаллда *o* жана *e* н рларынын ылдамдыктары дал келүүчү бир багыт ор н алган жана б л багытта эки бөлүнүп сын болбойт. Кристаллдагы б л багыт анын оптикалык ог деп аталат. Эгер кристалл өзү аркыл өтүп жаткан н рд ж тпаса, анда түшкөн н рд н интенсивдүүлүгү *o* жана *e* н рларына бирдей бөлүштүрүлөт.

Жарык н р жана оптикалык ок аркыл өтүүчү тегиздик кристаллдын (поляризаторд н) башкы кесилиши же башкы тегиздиги деп аталат. Кристаллдан эки бөлүнүп сынып чыккан н рлар экөө тең өз-ара перпендик ляр багытта тол к поляризацияланган бол шат (5,б-сүрөт). Эгерде *o* жана *e* н рларынын бирөөсүн кандайдыр бир ыкма менен жок кыла алсак, анда жарыктын эки бөлүнүп сын к б л ш н поляризацияланган жарыкты ал үчүн пайдалан га болот.



6-сүрөт

Б л максатта Никольд н призмасы деп атал ч оптикалык түзүлүш колдон лат (6-сүрөт). Исланд шпатынын бүтүн кристаллынан белгилүү бир призма кыркып жасашат да аны диагонали боюнча экиге бөлүп, канада бальзамы (канада пихтасынын желими,  $n = 1,55$ ) менен *AB* түз сызыгын бойлото желимдешет. Кристаллдын оптикалык ог *OO'* анын сырткы грани



менен  $48^\circ$  бурч түзөт.  $A$  гранына түшкөн табигый жарык  $AD$  гранына параллель багытта экиге,  $o$  ( $n=1,66$ ) жана  $e$  ( $n=1,55$ ) нурларына бөлүнүп сынат. Андан ары  $o$  нур Канада балзамынын катмарынан толкочагыл га ч райт, ал эми  $e$  нур  $BD$  гранынан поляризацияланып чыгат. Никольдн призмасы 1828-жылы ойлоп табылган жана алгачкы поляризациялооч прибор болуп саналат.

Дихроизм, поляроиддер жана поляризаторлор. Кээ бир эки бөлүп сындырч кристаллдар (мисалы: турмалин, герпатит ж.б.)  $o$  жана  $e$  нурларын ар түрдүү даражада жатшат. Кристаллдын белгиле касиети дихроизм деп аталат.  $Imm$  калыңдыктагы турмалин пластинкасы  $e$  нурун өткөрөт да,  $o$  нурун толк бойдон жатат.

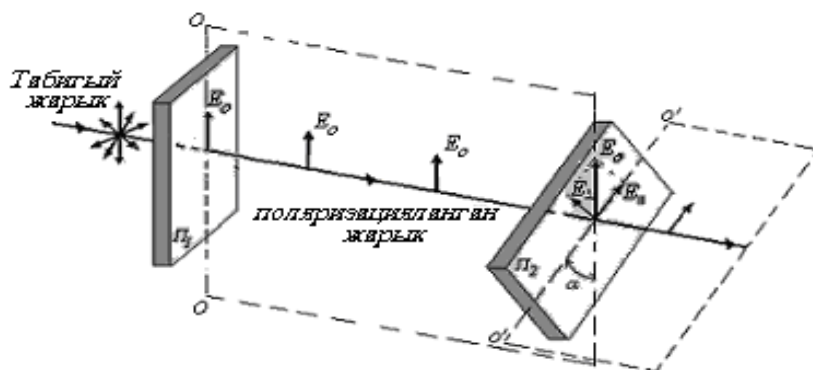
Поляроиддер-көптөгөн бирдей ориентацияда жайгашкан герпатит кристаллынын майда бөлүкчөлөрүн камтыган целлюлод же желатин пленкасынан турган поляризатор болуп эсептелет. Калыңдыгы  $Imm$  болгон герпатиттин кабыктары  $o$  нурун толк жатат. Поляроиддер Николь призмасына салыштырмаларзан жана аларды чоң беттик аянтка ылайык жасап ала болот. Кемчилиги: призмага салыштырмал тик эместиги жана жарыкты жатта толкнзндгнан көз карандылыгы. Ошондуктан поляроиддер спектрдин кызылт-көк (кырмазы) жана кызыл областын жарым жартылай гана поляризациялай алышат.

Поляризатор-табигый жарыкты поляризацияланган жарыкка айландырч заттар, түзүлүштөр. Поляризаторлор болуп ар кандай никольдор, турмалин пластинкасы, поляроиддер эсептелишет. Поляризаторлор өздөрү аркылы табигый жарык өткөндө, башкы оптикалык окто жана башкы кесилиште жаткан тегиздикте жаткан термелүүлөргө ээ болгон толкндарды гана өткөрүшөт. Белгиле тегиздик поляризатордн тегиздиги деп аталат.

5. Малюстн закон. Жогоруда айтылгандай, поляризаторлор поляризация тегиздигине параллель болгон термелүүдөгү жарык толкндарын өткөрүшөт жана белгиле тегиздике перпендикуляр болгон бардык термелүүлөрдү кармап кал жөндөмдүүлүгүнө ээ болшат. Алынган нур поляризацияланган экендигин жана поляризация тегиздигинин багытын аныкташ үчүн поляризатордон өткөн нурдн жолуна анализатор деп аталган экинчи  $P_2$  поляризатор коюлат (7-сүрөт). Эгерде  $P_1$  поляризатор менен  $P_2$  анализатордн поляризация тегиздиктери дал келсе поляризацияланган жарык анализатор аркылы өзүнүн интенсивдүүлүгүн азайтастан өтөт.

Айталы,  $P_2$  анализаторна жалпак поляризацияланган жарык толкн келип түшсүн, мисалы,  $P_1$  поляризатор аркылы өткөн,  $OO$  тегиздиги боюнча термелүү багытына ээ болгон  $E_0$  жарык вектор (7-сүрөт).  $OO$  тегиздиги анализатордн  $O'O'$  башкы тегиздиги менен  $\alpha$  бурч түзөт.

$E_0$  вектордн  $O'O'$  тегиздигине перпендикуляр  $E_L$  жана  $E_y$  параллель эки түзүүчүгө ажыратабыз.



7-сүрөт

Жыйынтыгында  $P_2$  поляризатор аркыл баштапкы жарык вектор  $n$  и амплит дасы  $E_y = E_0 \cos \alpha$  га барабар болгон  $E_y$  түзүүчүсү гана өтөт. Анда толк нд и интенсивдүүлүгү амплит данын квадратына пропорциялаш экендигин эске алсак, төмөндөгүгө ээ болобз:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \quad (2)$$

мында  $I$  – поляризаторго (анализаторго) келип түшкөн поляризацияланган толк нд и интенсивдүүлүгү.

$I_0$  – анализатордон өткөн толк нд и интенсивдүүлүгү.

$\alpha$  – анализаторго поляризатордон келип түшкөн толк нд и поляризация тегиздиги менен анализатордн башкы тегиздигинин ортос ндагы б рч. (2) форм ла Малост н закон н т юнд рат.

Адамдын көзү поляризацияланган жарыкты табигый жарыктан айырмалай албайт. Жарыкты анализдөө үчүн анализатор деп атал ч  $P_2$  поляризатор колдон лат (7-сүрөт). Б л ч рда төмөндөгүдөй үч ч рд эске ал га болот:

Эгерде  $P_2$  анализатор на поляризацияланган жарык келип түшкөн болсо, анда анализаторд жарык н р н и айланасында айландырганда ( $\alpha$  б рч н өзгөрткөндө) анализатордон өткөн жарыктын интенсивдүүлүгү өзгөрөт.  $\alpha = 90^\circ$  маанисинде жарык анализатордон өтпой калат. Б л жарыктын поляризацияланган экендигин аныктоон и ишенимдүү метод бол и саналат.

Эгерде анализаторд айландыр да жарыктын интенсивдүүлүгү өзгөрүп бирок, толк н бойдон өчпөсө, анда түшкөн жарык жарым жартылай поляризацияланган болот.

Эгерде анализаторд айландыр да жарыктын интенсивдүүлүгү өзгөрбөсө, анда түшкөн жарык табигый жарык (поляризацияланбаган) болот.

Жарык толк ндарынын кристалл аркыл өткөндө поляризациялан процессинин физикалык мааниси төмөндөгүдөй: Максвеллдин электромагниттик теориясына ылайык жарык толк н и өзгөрүлмө электр талаасы кристаллдык диэлектрикте өзгөрүлмө поляризациялык токт пайда кылат, б.а. кристаллдык торчон түзгөн атомдордог заряддалган бөлүкчөлөрдүн өзгөрмө котор л с н пайда кылат. Б л поляризациялык ток Джо льд к жыл л к бөлүп чыгарат. Натыйжада кристаллда жарык

энергиясынын жыл к энергиясына айлан с жүрөт, б.а. жарык энергиясы кристаллда ж т лат. Кристаллдардын анизотропиясынын негизинде поляризацияланган токт н күчү кристалдык торчон н ар кандай тегиздиктеринде ар түрдүү мааниге ээ болот. Кристаллдын поляризация тегиздигинде жарык толк н начар поляризацияланган токт пайда кылып аз энергия жогот п кристаллдан өтөт. Ал эми поляризация тегиздигине перпендик ляр тегиздикте жарык толк н күчтүү поляризацияланган токт пайда кыл менен бирге тол к бойдон ж т лат.

Поляризацияланган жарык өндүрүштө, медицинада оптикалык активдүү заттардын концентрациясын аныктоо максатында, деформацияларды аныктоодо жана автотранспортто айдооч н алыскы фарлардын көз ялт ч күчтүү жарыктарынан коргоодо, оптикада жарык н р н н интенсивдүүлүгүн башкар да ж.б. колдон лат.

*Бышыктоо үчүн суроолор:*

- 1. Жарыктын жаратылышы жөнүндөгү л мпоздордун з лдөөлөрү.*
- 2. Жарыктын туурасынан кеткен электромагнит к толкун экенд г н кайсыл кубулуш дал лдейт?*
- 3. аб гый жана поляр зац яланган жарыктын айырмасы кандай?*
- 4. Поляр зац яланган жарыкты кандай жолдор менен алууга болот?*
- 5. Н кольдун пр змасы, поляро д жана поляр затор деген эмне?*
- 6. Малюстун законун формул ровкалагыла?*
- 7. Жарыктын поляр зац ясын механ калык тажрыйба аркылуу кандай түшүндүрүүгө болот?*

**Тема. Н рдан н н түрлөрү. Спектрлер. Спектрдик анализ.**

*План:*

- 1. Жарык булактарынын бөлүнүшү.*
- 2. пектрлер. пектрд к анал з.*

1. XIX-кылымдын акыры XX-кылымдын башталышы атомд к физика үчүн өнүгүү доор болд . Б л мезгилде атомд н ички түзүлүшкө ээ бол ш жөнүндөгү гипотеза пайда бол п жана ал теориялык түрдө да, эксперименталдык түрдө да бол п көрбөгөндөй тездик менен далилденди. Атомд к физиканын мындай темп менен өнүүгүсүнүн негизги метод бол п спектралдык анализ роль ойнод . Алсак, кат заттардын жыл л к н рдан лары-энергиянын квант түрүндө ж т л ш жана н рданылышы жөнүндөг идеяны пайда кылса, водородд н атом н н сызыкт спектрлердин н рлантышы атомд н электронд к түзүлүшү жөнүндөгү

пост латтарга алып келди. Азыркы мезгилде спектралдык анализ жалгыз бөлүкчөнүн, газдан баштап эки чөйрөнүн чек арасынын физикасына чейин физикалык изилдөөнүн физикада күмөн т д рбай т рган изилдөө метод бол п калды. Спектралдык анализдин мындай кыскача мүнөздөлүшү, анын мүмкүнчүлүгүн, маанисин, анын колдон областтарын айтып бүтүүгө болбост г нан келип чыкты. Ошонд ктан ст денттер үчүн спектралдык анализдин эң жөнөкөй, бирок алгачкы метод менен тааныштырабыз. Мындай негиз менен таанышса, спектралдык анализдин эбегейсиз көп түрлөрү зарылчылыктан пайда бол процессинде лам таанылып олт рат.

Анда спектр терминине аныктама берели. Спектр термини физика үчүн ак н рдан түстөргө ажыроос менен Ньютон тарабынан киргизилет. Бирок Ньютонд н спектрди мүнөздөөсү жалпы түрдө болот. Азыркы ч рда спектр терминине төмөнкүдөй аныктама беребиз:

*пектр-бул жыштыктын же толкун узундугунун бер лген маан с ндег электромагн тт к толкун энерг ясынын кванты болот.*

Берилген мындай аныктама сызыкт спектрлер үчүн так ор н алат. Бирок кат заттардын жана с юкт ктардын н рдант лары- үзгүлтүксүз, ал эми молек лалардын н рдант лары- тилкелүү спектрлер деп аталышат.

Үзгүлтүксүз спектрлердеги электромагниттик толк ндар үзгүлтүксүз өзгөрүүчү жыштыктарга ээ бол шат. Мындай спектрлер сызык түрүндө катталышат. Мисалга, кат заттардын жыл л к н рдант с .

Тилкелүү спектрлер бири-биринен кескин айырмаланышкан бирок маанилери жакын болгон жыштыктардын топтор түрүндө катталышат.

Спектрдин мындай берилген аныктамасынын алгачкы колдон л ш бол п химиялык элементти аныктоо жана заттын химиялык түзүүчүлөрүн аныктоо эсептелет. Анын теориялык негизин сапаттык түрдө карап көрөбүз. С тектин атом н рданткан спектрлерди эксперименталдык түрдө жалпылап ал спектрлердин төмөнкүдөй закон ченемдүүлүктөргө баш ийишкен топторго бөлүшөт. Ал топторд сериялар деп аташат.

1. Ультрафиолеттик н рд н спектрлеринин сериясы (Лаймандын сериясы ар бир топт н закон ченемдүүлүгүнүн аныктаган физиктердин атынан аталып калган) толк н з нд г 390 нм спектрлер үчүн

$$\nu = Rc \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (1)$$

(n=2,3,4 ...болгон бүтүн

сандар)

2.Көзгө көрүнгөн н рлардын спектрлеринин сериясы, толк н з нд г 390 нм.ден 770 нм.ге чейинки спектрлер үчүн

$$\nu = Rc \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (2)$$

(n=3,4,5 ... )

3. Жакынкы инфра кызыл н рлардын спектрлеринин сериясы (Пашендин сериясы) толк н з нд г 770 нмден, 1400 нмге чейинки спетрлер үчүн:

$$\nu = Rc \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (3)$$

(n = 4, 5, 6, 7 ...)

4. Ортоңк инфра кызыл н рлардын спектрлеринин сериясы (Бректтин сериясы) толк н з нд г 1400 нмден 3000 нмге чейин болгон с тектин атом н н спектрлери.

$$\nu = Rc \left( \frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (4)$$

(n = 5, 7, 8 ...)

5. Алыскы инфра кызыл н рлардын спектрлеринин сериясы (Плирдин сериясы) толк н з нд г 3000 нмден жогор болгон с тектин атом н н спектрлери.

$$\nu = Rc \left( \frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (5)$$

(n = 6, 7, 8 ...)

Б л форм лаларда:

R-Ридбергдин т ракт с (R=1,09710 м);

с-жарыктын вак мдагы ылдамдыгы.

Алынган закон ченемдүүлүктөрдү жалпылап Бальмер төмөнкүдөй форм ланы киргизет:

$$\nu = Rc \left( \frac{1}{p^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (6)$$

Мында p=n-1 болгон жана бирден бешке чейинки маанилерди алган бүтүн оң сандар (p=1,2,3,4,5)

С тектин атом н рданткан спектрлердин мындай серияларын жана Резерфордд н атомд к моделин түшүндүрүү максатында Бор төмөнкүдөй постулаттарды (теориясы далилденбеген, аксиома түрүндө берилген эрежелер) с н ш кылат.

1. Дүүлүкпөгөн атом энергетикалык т р кт абалдарда жашайт. Атомд н мындай т р кт абалдарында электрондор ядрон н айланасында энергияны ж тпаган жана н рдантпаган орбиталарды бойлоп айланышат. Электрондорд н мындай орбиталардагы кыймылында, алардын имп льяс моменти nħ чоңд г на квантталат. б.а.

$$m \vartheta_n r_n = nh = n \frac{h}{2\pi} \quad (7)$$

Мында: m-электрондорд н массасы,  $\vartheta_n$ -орбитадагы сызыктык ылдамдыгы,  $r_n$ -n-орбитанын радиус, n=1,2,3 ...болгон бүтүн оң сандар, ħ-Планк т ракт с .

Атом бир т р кт абалдан экинчи т р кт абалга өтүш үчүн  $h\nu = h\omega$  энергиясын н рдантат же ж тат. (төмөнкү абалдарга өтүүдө н рдантат, жогорк абалдарга өтүүдө ж тат) Эгерде n-абалдагы энергиясын-  $E_n$ , p-

абалдагы энергиясын- Ердеп белгилесек экинчи пост латтын төмөнкүдөй беребиз:

$$h\nu = E_p \pm E_n \quad (8)$$

Борд н б л пост латтары, с тектин сызыкт спектрлеринин н рданылышын, Резерфордд н атомд к моделин, атомдорд н иондошт р л штары, металлдардагы эркин электрондорд н жашоос н, фотоэффект к б л ш н ж.б. сапаттык түрдө түшүндүрөт. Бирок ал ички карама-каршылыктарга ээ бол менен бирге (классикалык физикага негизделип кванттык физиканы түшүндүрөт)сызыкт спектрлердин м лтиплетүүлүгүн (кош спектрлерге ажыроолор н), с тектен кийинки эле элемент гелийдин н рданткан спектрлердин закон ченемдүүлүктөрүн ж.б. фактыларды түшүндүрө албайт. Болгондо да далилденбеген пост лат түрүндө киргизилет. Ошентсе да ал пост латтар кванттык физиканын киргизилишине өз салымын кошот. Жарыктын электромагниттик толк н түрүндө да, фотон деп аталган квант түрүндө да, жашоос н н негизинде Де-Бройлд н гипотезасы, анын негизинде Гейзенберг тарабынан аныксыздыктардын байланыштары киргизилет. Б л теориялардын негизинде Шредингердин тендемелери аныкталат. Шредингердин тендемелеринин чечилиши менен чындыгында эле атомдорд н т р кт энергетикалык абалдарынын жашоос , бир энергетикалык абалдан экинчисине өтүүдө атомдорд н энергиянын кванттын ж т ш же н рданышы теориялык түрдө далилденет. Болгондо да, атомд к физика бол п көрбөгөндөй тездик менен өнүгөт. Ал теориялардын эксперименталдык к ралы бол п негизинен спектралдык анализ кызмат кылат.

Спектралдык анализдин негизи бол п ар бир кванттык объект кванттык абалдарга, ал эми ар бир абал өзүнө мүнөздүү болгон энергияга ээ бол шат. Алар бир абалдан экинчисине өтүүдө, мындай өтүүнү аныктаган энергияны же ж тат, же н рдантат. Ал энергия  $h\nu = h\omega$  спектри түрүндө катталат. Демек ж т лган же н рдантылган энергиясы боюнча, кванттык объекттин өзү да, анын абалдары да аныкталат.

Алсак, химиялык элементтерди аныктоодо төмөнкү факт колдон лат. Бардык химиялык элементтердин атомдор бирдей электронд к түзүлүшкө ээ бол шат. Бирок алар электронд к түзүлүштөгү энергиялардын маанилери менен айырмаланышат. Демек атом бир абалдан экинчи абалга өтүүдө, же атомдог электрондор бир энергетикалык абалдан экинчисине өткөндө мындай өтүүгө гана мүнөздүү болгон энергиянын квантын н рдантат. Н рдантылган энергиянын мааниси боюнча химиялык элементин өзү же атомд н абалдары аныкталат. Н рдантылган энергиянын маанилери атомдорд н химиялык байланыштарын, молек лалардын түзүлүшүн заттардын химиялык составын, көптөгөн оптикалык, электрдик, кванттык касиеттерин ж.б. аныктоого мүмкүндүк берет. Ошентсе да, спектралдык аналазиз негизинен атомд к физикада башкы ролд ойнойт. Анткени элементардык бөлүкчөлөрдүн, ядрол к физикада спектралдык анализден башка негизги ролд ойногон башка методдор да колдон лат. (ЛМР, Масс. спектрлер. ж.б.)

Спектрлерди ал үчүн жогор да айтылгандай атомд бир абалдан экинчи абалга өткөрүү керек. Мындай өткөрүү атомд дүүлүкөн абалга

алып келет. Дүүлүкөн абалдан кадимки абалга өтүү үчүн атом  $E=h\nu$  энергиясын нрдантат. Дүүлүкөн абалга өткөрүүнүн бир нече жолдор аныкталган:

1. Жыл л к энергиясын берүү
2. Элементардык бөлүкчөлөр менен бомбалоо;
3. Химиялык реакциянын негизинде пайда болгон энергия;
4. Электромагниттик талаанын энергиясын берүү ж.б.

**Тема. Рентген нрлары жана анын тирүү организмге тийгизген таасири.**

**План:**

- 1 ормоздук жана мүнөздүк рентген нурлары.
- 2 Мозл нн закону. Молекулалар.
- 3 Атомдор аралык байланыштын түрлөрү.

Тормозд к жана мүнөздүк рентген нрлары. Мозлинин закон .

Рентген нрлары 1895 жылы немец физиги В. Рентген тарабынан ачылган. Ал нрлар чоң ылдамдыктагы электрондордн кинетикалык энергиясын электромагниттик нрдан нн энергиясына айландыр дан пайда болот жана алар толк н знд г  $\lambda = (10^{-3} - 10)$ нм, болгон электромагниттик нрлар болшат. Рентген нрларынын электромагниттик толкндк теориясы алардын дифракциясы жана интерференциясы боюнча жүргүзүлгөн тажрыйбалардын негизинде аныкталган. Рентген нрлары көзгө көрүнбөйт, бирок аларды фотопластинкага таасир этүү (жарыктандыр ), газдарды иондоштр , люминофорлорго таасир этүү касиеттери аркыл байкоого болот. Нрдан нн интенсивдүүлүгүн (I) өлчөө үчүн дагы алардын фотохимиялык жана иондоштр г ч таасирлери колдонлат.

Рентген нрлары эки жол менен алынаарын тажрыйбалар көрсөтөт: чоң ылдамдыктагы электрондорд тормоздоо менен жана атомдорд жогорк энергиядагы кандайдыр бир бөлүкчөлөр менен бомбалоо аркыл .

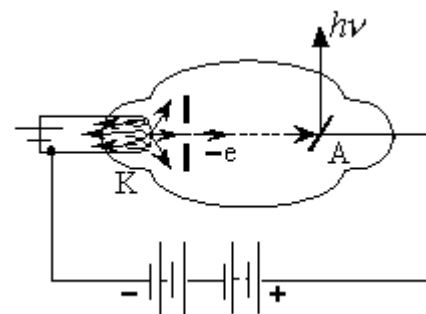
Рентген нрларын ал үчүн атайын эки электродд лампалар (электрвак мдк приборлор) - рентген түтүктөрү колдонлат

(1-сүрөт).

Рентген түтүгү айнек же металл корпс на жайгашкан 2 электроддон – кызытма катод (К) жана анод (А). Термокатод электрондордн б лагы катары, ал эми анод – рентген нрларынын б лагы катары кызмат кылат. Катод менен аноддн ортоснда электрондорд чоң ылдамдыктарга чейин ылдамдат ч

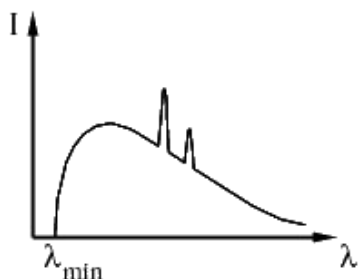
күчтүү электр талаасы түзүлөт (50 000 - 200 000 В). Рентген түтүгүндө  $10^{-6}$  мм сымап мамычасындагы вак м түзүлөт.

Чоң энергиядагы ( $10^8$ эВ чамасындагы) электрондорд антикатоддо тормоздоодо, алардын кинетикалык энергиялары нрдан энергияларына айланат. Рентген түтүгүндөгү анчалык чоң эмес чыңал да анодко келип



1-сүрөт.

рланган электрондордун кинетикалык энергиялары ар түрдүү болгондуктан, рланган рентген нурларынын толкун узндуктары да ар түрдүү болушат. Ошондуктан, рентген нурларынын спектрлери татаал болушат (2-сүрөт), ал эми жетишерлик чоң чыңалмада татаал спектрлердин фонунда рланган электрондордун өзүнчө кескин сызыктары пайда болот.



2-сүрөт

ормоздук (тутааш) рентгендүү кнурдануулар

Жогоруда айтылгандай, рентген түтүгүндөгү электрондордун энергияларынын белгилүү бир критикалык маанилеринде татаал спектрлерге гана ээ болгон рентген нурлары рлантылат. Булар электрондордун антикатоддо тормоздолушун натыйжасында пайда болгондуктан, тормоздук рентген нурлары деген аталышка ээ. Тормоздук рланган электрондор тарабынан рлантылат жана булар рланган антикатоддун материалынан көз каранды эмес б.а. жогорку ылдамдыктагы электрон анодго келип рлганда анын айланасындагы магнит талаасы кескин өзгөргөндүктөн, крчаптарган мейкиндикке электромагниттик толкун рлантат. Электрондун тормоздолгонго чейинки ылдамдыгы канчалык чоң болсо, рланган токундун толкун узндугу ошончолук кичине болот. 3-сүрөттө вольфрамдан жасалган анод үчүн ар кандай чыңалмаларда (U) алынган рентген нурларынын татаал спектрлери көрсөтүлгөн.

Мындан көрүнүп тургандай, спектр кыска толкун узндук тарабынан чектелүүгө ээ болот. Толкун узндуктун бул минималдык (чектик) мааниси түчүкчөгө берилген чыңалмадан (U) көз каранды. Мындай кыска толкундун чектин пайда болушун классикалык физиканын закондор менен түшүндүрүүгө болбойт, аны кванттык теория менен гана түшүндүрүүгө болот. Рентген кванттарынын максималдык энергиясы электрондун рентген түтүгүндөгү ылдамдатчы талаада ээ болгон энергиясынан (T) чоң болбойт.

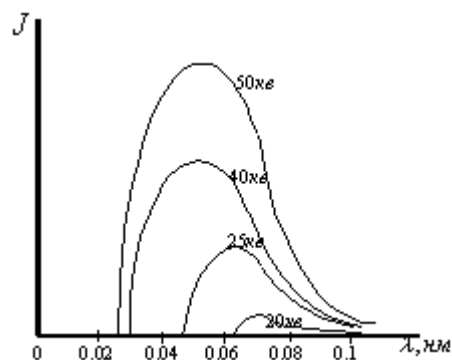
$$T = e \cdot U; h\nu_{\max} = T$$

$$h\nu_{\max} = \frac{T}{h} = \frac{e \cdot U}{h}$$

Толкун узндуктун эске алынган менен

$$\lambda_{\min} = \frac{c}{\nu_{\max}}, \text{ төмөндөгүгө ээ болобуз}$$

$$\lambda_{\min} = \frac{c \cdot h}{e \cdot U}$$



3-сүрөт.

(1)

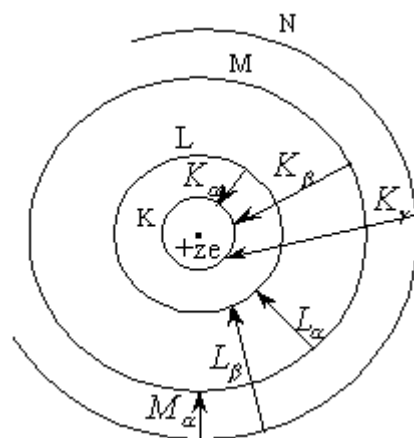


Алынган форм ла тол к бойдон тажрыйбадан алынган жыйынтыктар менен дал келет. (1)-форм ласын колдон п, Планктын т ракт л г н аныктоого болот. Анын мындай, рентген спектрлеринин кыска толк нд к чегин өлчөө жол аркыл алынган мааниси эң так жана ишенимдүү.

*Мүнөздүк рентгенд к нурдануулар. Мозл н н закону.*

Рентгендик н рдан лардын т таш спектрлери (тормозд к н рдан лар) ылдамдатылган электрондорд н энергиялары анод жасалган заттын атомдор н н ички катмарларынан электрондорд сог п чыгар га жеткенге чейин ланат. Электрондорд н энергиялары ш ндай чоң мааниге жете баштаганда тормозд к н рдан лардын фон нда мүнөздүү рентгендик н рдан лардын тилкелери пайда боло баштайт. Алардын пайда бол механизмдери 4-сүрөттө көрсөтүлгөн.

Эгерде электронд атомд н ички катмарларынан сог п чыгарсак, мисалы, К-катмарынан, анда анын бошогон орд на башка катмарлардан чоң энергияга ээ болгон электрон өтүшү мүмкүн. К –сериясына бириккен  $K_\alpha$ ,  $K_\beta$  жана  $K_\gamma$  сызыктары каралып жатат. К-сериясы сөзсүз түрдө L- жана M- жана башка сериялары менен коштолот. Анткени К-сериясынын спектралдык сызыктары н рдантылганда и др гимн сериями, так как при исп скании спектральных линий К-серии, освобождаются вакантные места для электронов в оболочках L, M и др гих. К-, L-, M- серии представляют совокупность спектральных линий, исп скаемых атомом, при переходе электронов на К-, L-, M- оболочк соответственно. Линия  $K_\alpha$  является самой длинноволновой в К-серии, она соответств ет переход электрона на К-оболочк с L-оболочки. У линий  $L_\alpha$  длина волны меньше, так же бывает и интенсивность линии, так как меньшеается вероятность перехода.



4-сүрөт

1913-жылы англис физиги Г Мозли мүнөздүк рентген н рларын н рдантып жаткан элементтин (антикатодд н) атомд к номери (Z) менен н рдантылган спектрдик тилкелердин жыштыгынын ортос ндагы төмөнкүдөй көз карандылыкты аныктаган.

$$\sqrt{\nu} = a(Z - \sigma) \quad (2)$$

Мында  $\sigma$  саны экрандоон н т ракт л г деп аталат. Анын физикалык мааниси төмөндөгүчө: белгилүү бир жыштыктагы толк нд н рдант ч электронго ядрон н тол к Ze заряды аракет этпестен, башка электрондорд н таасиринин натыйжасында начарлатылган  $(Z-\sigma)e$  заряды аракет этеерин көрсөтөт.  $\sigma$  т ракт л г н рдантылган ар бир сериянын чегинде бирдей эле мааниге ээ болот. Мисалы К серисы үчүн  $\sigma=1$ , L сериясы үчүн  $\sigma=7,5$  ж.б.

$$a = \sqrt{R^* \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)} \quad (3),$$

Мында  $R^*=R \cdot c$ , R-Ридбергдин т ракт с, c-жарык ылдамдыгы.  $m=1,2,3,\dots$ - бүтүн оң сандар рентгендик сериялардын номерин көрсөтөт (К-серия үчүн  $m=1$ , L-серия үчүн  $m=2$  ж.б.),

$n=m+1, m+2, m+3, \dots$  маанилерине ээ бол ч бүтүн сандар, тиешелүү серияларга  $\tau$  ра келүүчү өзүнчө тилкелердин номерлери ( $K_\alpha$  –тилкеси үчүн  $n=2$ ,  $K_\beta$  –тилкеси үчүн  $n=3$  ж.б. .с.).

(3)-нү (1)-ге коюп, Мозлинин закон н төмөндөгүчө жазабыз:

$$\nu = (Z - \sigma)^2 R^* \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (4)$$

же болбосо,  $\nu = \frac{c}{\lambda}$  болоор н эске алсак:

$$\frac{1}{\lambda} = R(Z - \sigma)^2 \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (5)$$

Рентген н рларынын ж т л с жана чачыроос .

Рентген н рлары зат аркыл өткөн ч рда ж т л н н жана чачыроон н эсебинен анын интенсивдүүлүгү азаят.

Интенсивдүүлүктүн чачыроон н эсебинен азайышынын себеби Комптонд н эффекти менен байланышт . Мындай ч рда рентген н р н н энергиясынын бир бөлүгү заттагы электрондорго берилет да натыйжада н рд н толк н з нд г  $\lambda$  чоңойот (рентген н рларынын кат л г азаят). Толк н з нд г кичине болгонд ктан, рентген н рлары калыңдыгы х болгон зат аркыл өткөн ч рдагы интенсивдүүлүгүнүн өзгөрүшү Б гер-Ламберттин закон на баш ийет:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (6)$$

мында  $I_0$  -затка келип түшкөн н рд н интенсивдүүлүгү,  $\mu$ - ж т л н н сызыкт коэффиценти деп аталат, ал ж т ч заттан жана рентген н р н н толк н з нд г нан көз каранды. Практикада көбүнчө ж т л н н массалык коэффиценти колдон лат -  $\mu_m$  .

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho},$$

мында  $\rho$ - ж т ч заттын тыгыздыгы.

Б л ч рда Б гер-Ламберттин закон төмөндөгүдөй жазылат:

$$I = I_0 e^{-\mu_m \rho x} = I_0 e^{-\mu_m m} \quad (7),$$

мында  $m$ - бирдик т ра кесилиш аянтына ээ болгон, х калыңдыгына ээ болгон заттын массасы.

Рентген н рлары бир тектүү эмес чөйрөдө түрдүүчө ж т л га ээ болгонд ктан, б л н рлар медицинада жана дефектоскопия үчүн илимдин жана техниканын түрдүү областарында колдон лат.

*Бышыктоо үчүн суроолор.*

1. Рентген нурлары кандайча алынган?
2. Мозл н н законун түшүндүрүп берүү.
3. Рентген нурларынын жутулуусу жана чачыроосу кандайча жүрөт?
4. Рентген нурлары кайда колдонулат?

**Тема. Фотоэффект к б л ш . Фотоэффект үчүн Эйнштейндин теңдемеси. Фотоэффекттин колдон л ш .**

*План:*

1. Фотоэффекттин түрлөрү.
2. Фотоэффект кубулушу.
3. Фотоэффект үчүн Эйнштейнд н теңдемес .
4. Фотоэффекттин колдонулушу.

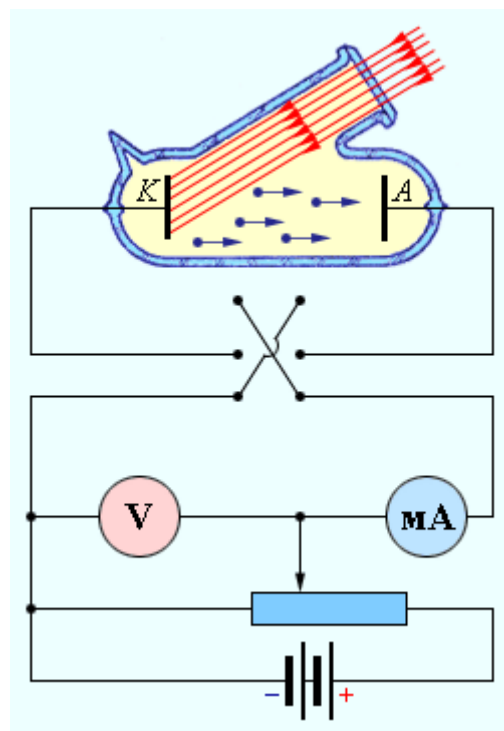


10 жылдан кийин Ленард жана Томсон жарыктын таасири астында заттан бөлүнүп чыккан бөлүкчөнүн электрон экендигин аныктаган.

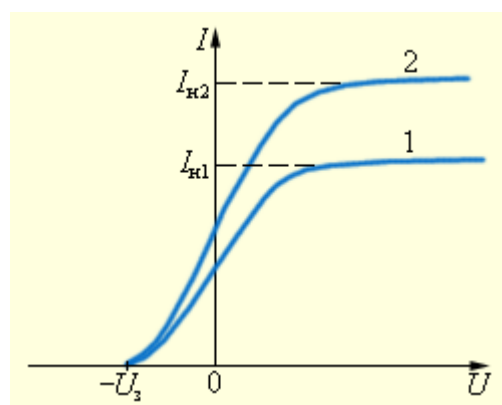
Фотоэффекти изилдеген орнотмон Ленард жана Томсон өркүндөткөн (2-сүрөт).

Боштук түтүгүнүн ичиндеги эки электрод (К-катод, А-анод) потенциометрдин жардамында берилген чыңалманын маанисин гана эмес белгисин да өзгөртүүгө болот. Түргөндөй кылып батарея менен туташтырылган. Катодго келип түшкөн жарыктын жардамында пайда болгон ток миллиампер-метр менен өлчөнөт.

2-сүрөттө берилген эксперименталдык түзүлмөнүн жардамында, жарыктын таасиринде катоддон чыккан электрондордун агымынан пайда болгон фототоктун, электроддордун ортосундагы чыңалманын дан болгон көз карандылыгын - фотоэффектин вольтампердик мүнөздөмөсүнөн изилдөөгө болот.



2-чийме. Фотоэффекти үйрөнүү үчүн эксперименталдык түзүлмөнүн схемасы.



3-сүрөт. Фототок күчүнүн берилген чыңалманын дан болгон көз карандылыгы. 2-ийри сызыгы жарык агымынын чоң

Катод н эки түрдүү интенсивтүүлүгүнө тара келет.  $I_{n1}$  и  $I_{n2}$  – жарыктанышына тара келген көз карандылык 3-сүрөттө берилген. Белгилүү өлчөмдөгү чыңал н н жогор лашы менен фототок акырындап жогор лайт б.а. фотоэлектрондорд н көптөгөн саны анодго жетет. Сүрөттөгү ийрилердин тегиз эместиги катоддон чыккан электрондорд н ылдамдыгынын ар түрдүүлүгүн көрсөтөт.

Токт н максималдык мааниси – каныг фототог  $I_n$  катоддон чыккан электрондорд н баары анодго жеткендеги чыңал н н мааниси менен аныкталат.

$$I_n = en \quad (1)$$

мында  $n$  – бир сек нта ичинде катоддон чыккан электрондорд н саны.

Вольтампердик мүнөздөмөдөн көрүнгөндөй  $u=0$  маанисинде фототок жок болбойт. Ошондктан жарыктын таасири астында катоддон чыккан электрон бир канча баштапкы ылдамдыка ээ болот. Демек нөлдөн айырмаланган кинетикалык энергияга ээ болгон электрон, сырткы талаасыз эле анодго жетет. Фототок нөлгө барабар бол ш үчүн тоскоол бол ч чыңал  $u_\delta$  берүү керек.  $u = u_\delta$  болгон ч рда бир да электрон (максималдык ылдамдыка ээ болсо да), тоскоол бол ч талааны жеңип анодго жетпейт. Ошентип,

$$\dot{O}_{\max} = \frac{mv_{\max}^2}{2} = eu_\delta \quad (2)$$

б.а. тоскоол бол ч чыңал н өлчөө менен фотоэлектронд н максималдык ылдамдыгын жана кинетикалык энергиясын аныктоого болот.

Түрдүү материалдардын ВАМ катодго келип түшкөн н рлан с н н ар түрдүү жыштыгында жана ар түрдүү энергетикалык жарыктанышында үйрөнүп, жана андан алынган жыйынтыктан төмөндөкү фотоэффектин закондор аныкталган:

1. Түшкөн жарыктын белгилүү жыштыгындагы, бирдик бакыт ичиндеги катоддон бөлүнүп чыккан фотоэлектрондорд н саны, жарыктын интенсивтүүлүгүнө түз пропорциалаш.
2. Фотоэлектрондорд н максималдык баштапкы ылдамдыгы (максималдык баштапкы кинетикалык энергиясы) түшкөн

жарыктын интенсивтүүлүгүнөн көз каранды болбостон, анын жыштыгы менен аныкталат. Тактап айтканда жыштыктын өсүшү менен фотоэлектрондун максималдык баштапкы ылдамдыгы сызыктан өсөт.

3. Ар бир зат үчүн фотоэффектин «Кызыл чеги» жашайт б.а. түрдүү интенсивтүүлүктөгү жарык, фотоэффекти жаратпаган, жарык жыштыгынын минималдык чеги жашайт.

Фотоэффект кубулушун толук изилдөө көз карашы менен талкылайлы. Чындыгында жарык толук изилдөө талаасынын таасири астында металлда электрондордун аргасыз термелүүсү пайда болот. Анын амплитудасы электрондордун металлдарды таштап кетүүсү үчүн жетишээрлик болсо, фотоэффект байкалат. Металлдан бөлүнүп чыккан электрондун кинетикалык энергиясы ага түшкөн жарыктын интенсивтүүлүгүнөн көз каранды болушу керек. Бул жыйынтык фотоэффектин экинчи законна карама-каршы келет.

Толук изилдөө теория боюнча электронго берилген энергия, жарыктын интенсивтүүлүгүнө пропорциялаш. Анда жетишээрлик чоң интенсивтүүлүктөгү ар кандай жыштыктагы жарык металлдан электрондун чыгарышуу керек. Башкача айтканда фотоэффектин «кызыл чеги» болбошу керек. Бул фотоэффектин үчүнчү законна каршы келет. Мындан сырткары тажырыйбадан аныкталган фотоэффектин инертуу эместигин (безынерционность) толук изилдөө теория түшүндүрө албайт. Мына ошентип фотоэффекти жарыктын толук изилдөө теория көз карашы менен түшүндүрүүгө болбойт.

Фотоэффект үчүн Эйнштейндин теңдемеси.

1905-жылы А. Эйнштейн фотоэффект кубулушун жана анын закон ченемдүүлүктөрүн, фотоэффектин кванттык теориясынын негизинде түшүндүрүүнү сунуштаган.

Эйнштейндин айтканы боюнча жарык Планк божомолдогондой  $\nu$  жыштыгында чыгарылып эле калбастан, ал мейкиндикте тарайт жана  $\epsilon_0 = h\nu$  энергиясы менен өзүнчө порция (квант) болуп заттарга жетет. Мына ошентип жарыктын таралуу үзгүлтүксүз толук изилдөө процесс катары карабастан, жарыктын бошотулуштагы ылдамдыгы менен кыймылдаган мейкиндиктеги жарыктын дискреттүү квантынын агымы катары кароо керек.

Бул, электромагниттик изилдөө кванты фотон деп аталат. Эйнштейндин айтканы боюнча ар бир квант бир гана электронго жетет. Ошондуктан жалпы чыккан фотоэлектрондордун саны жеткен фотондорго пропорционал болушу керек б.а. жарыктын интенсивтүүлүгүнө пропорционал (фотоэффектин биринчи закон).

Фотозффектин инертүү эместиги фотон менен электрондун кагылышында берилген энергия көз ирмемде болгондо менен түшүндүрүлөт.

Түшүп келе жаткан фотондун энергиясы, металлдан электрондун чыгарышына аткарганга жана чыгып бара жаткан фотоэлектронго кинетикалык энергияны берүүгө сарпталат.

$$h\nu = A_{\text{чыг}} + \frac{mV_{\text{max}}^2}{2} \quad (3)$$

Бул теңдеме сырткы фотозффект үчүн Эйнштейндин теңдемеси деп аталат.

Эйнштейндин теңдемеси фотозффектин 2- жана 3- закон менен түшүндүрүүгө мүнкүнчүлүк берет.

(3)-теңдемеден көрүнүп тургандай фотоэлектрондун максималдык кинетикалык энергиясы түшкөн нерсенин жыштыгынын өсүшү менен жогоркулап, анын интенсивтүүлүгүнөн (фотондун санынан) көз каранды болбойт. Демек  $A_{\text{чыг}}$  дагы  $\nu$  дагы жарыктын интенсивтүүлүгүнөн көз каранды эмес (фотозффектин экинчи закон). Ошентип жарыктын жыштыгынын азайышы менен фотоэлектрондун кинетикалык энергиясы азаят (берилген металл үчүн  $A = \text{const}$ ) анда бир канча төмөнкү жыштыкта  $\nu = \nu_0$ , фотоэлектрондун кинетикалык энергиясы нөлгө барабар болуп, фотозффект токтойт (фотозффектин үчүнчү закон) айтылгандар боюнча (3)-теңдемеден төмөндөгүнү алууга болот:

$$\nu_0 = \frac{A_{\text{чыг}}}{h} \quad (4)$$

же толкун узундугу боюнча төмөндөкүдөй жазылат:

$$\lambda_0 = \frac{ch}{A_{\text{чыг}}} \quad (5)$$

Бул берилген металл үчүн фотозффектин «кызыл чеги» болуп эсептелет. Ал электрондун чыгышына гана көз каранды б.а. заттын химиялык жаратылышынан жана беттик абалынан көз каранды.

Лазерди алууда чоң кубаттуулуктагы жарык пучог алынган. Металлдан чыккан электрондор бир эле эмес  $N$  фотондон энергия алган көп фотондун фотозффект байкалган. Бул учурда Эйнштейндин теңдемеси төмөндөкүдөй түргө келет.

$$N \cdot h\nu = \frac{mV_{\text{max}}^2}{2} + A_{\text{чыг}}$$

Формула боюнча фотозффектин кызыл чеги узун толкун узундукта көздөй жылат ( $\lambda_0 N$  жол жогорулайт).

Фотоэлементтин илимде жана техникада колдонулушу.

Фотоэффектин бардык түрлөрү илимде техникада кенири колдонлат. С реттөлүштөрдү зым аркылы берүүдө, телевидение, автоматика жана телемеханикадагы бир катар маселелер фотоэлементтердин колдонлушу аркылы гана чечилет. Анын ичинен фотоэлементтер үндүү кинолордо үн чыгаргыч кенири колдонлат. Анда кинолентага жазылган үн сызыктары аркылы үн чыгарылат. Үндүү киноленталардын кесиндиси карап көрсөк, кадрдын сол жагында үн сызыктары (дорожка) бар. Сызыктардын калыңдыктары ар түрдүү.

*Бышыктоо үчүн суроолор.*

1. *Фотоэффекттин түрлөрүнүн бири-биринен айырмасы кандай?*
2. *Кандай шартта вентильдик фотоэффект болот?*
3. *Фотоэффекттин кызыл чегемненен көз каранды?*
4. *Эйнштейндин теңдемеси түшүндүргүлө.*
5. *Фотоэффект кайда колдонулат?*

**Тема:** Атомдун түзүлүшү. Стектин атом үчүн Бордун теориясы

**План:**

1. *Атомдун татаал түзүлүштө экендиги жөнүндөгү маалыматтар.*
2. *Бордун жана Резерфорддун атомдук моделдер;*
3. *Бордун постулаттары. Уутектин атому үчүн Бордун теориясы.*
4. *Франк-Герцтун тажрыйбасы.*

**1. Атомдун татаал түзүлүштө экендиги жөнүндөгү маалыматтар.**

Заттын эң майда, бөлүнбөс бөлүкчөлөрү атомдор экендиги («атмос»-ажырабас, бөлүнбөс) жөнүндөгү ойлор байыркы заманда эле Демокрит, Эпикрат, Локрецийдин ж.б. окумуштуулардын эмгектеринде белгилүү болгон. Бирок, XVIII кылымда гана А. Лавуазье, М. В. Ломоносов ж.б. окумуштуулар тарабынан атомдун реалдуулугу жашашы далилденген. XIX кылымдын аягына чейин эле телон түзгөн эң майда бөлүкчө атом деп эсептеп келишкен. Атом бөлүнбөс деп эсептелинип, материянын кыймылы атомдордун которулусу менен түшүндүрүлгөн. Атомдор бири-бири менен байланышып молекулалар түзүлөөрүн билишкен бирок, атомдун ички түзүлүшү жөнүндө эч кандай изилдөөлөр жүргөн эмес.

XIX к. аягында атомдун татаал түзүлүштө экендиги жөнүндөгү көптөгөн маалыматтар топтоло баштаган. Мындай маалыматтардын алгачкылары болуп, электрдик кубулуштар менен байланышкан маалыматтар эсептелет. Телолордун электрленүүсү (заряддалуусу), өткөргүч аркылы электр тогун өтүүсү ж.б. кубулуштар электр заряддарынын бардык заттардын кырамында бар экендигин көрсөтөт. Андай болсо, «электр зарядына кандай бөлүкчөлөр ээ болушат жана алардын заттагы жайгашкан ордун кандай?» – деген сурооталат.



Бул суроонун тегерегинде төмөндөгүдөй ойд айтылган болот: Эгерде зат атомдордон турса, анда электр заряддары да атомдун кырамында (ичинде) болуш керек. Ошол эле учурда атомдо оң жана терс заряддалган бөлүкчөлөрдүн саны бирдей болуш керек, себеби кадимки шартта атомдор электрдик нейтралдуу болушат.

Химиялык элементтердин оптикалык спектрлерин изилдөөлөрдүн жыйынтыгында, ар бир химиялык элементтин атомдор, өздөрүнө гана тиешелүү мүнөзгө ээ болгон жыштыктагы нурдандарды береттигандыгы аныкталган. Демек, ар бир заттын атомдор башка заттын атомдорна окшобогон, өзүнчө структураларга ээ болот. Жарыктын электромагниттик теориясынан белгилүү болгондой, атомдордун нурдандары кырамындагы электр заряддардын жаратылышка ээ, б.а. тигил же бул заряддардын ындамдатылган кыймылы аркылуу түзүлөт. Мындан, «электр заряддары атомдордун кырамына кирет, ал эми атомдогу заряддардын саны, алардын жайгашышы ошол химиялык элементке гана мүнөздүү болот» - деген жыйынтыкка келүүгө болот. Атомдордон молекулалардын пайда болушун өзү эле атомдордун ортосунда өз ара тартылуучу күчтөрүнүн бар экендигин, атомдо заряддалган бөлүкчөлөрдүн жашашын далилдейт.

Орус окумуштуусу Д.И. Менделеев (1834-1907жж) тарабынан 1869-жылы ачылган химиялык элементтердин мезгилдүүлүк касиеттери электр заряддарынын атомдун ичинде кайталанчыл комбинация боюнча жайгашкандыгын далилдеп турат.

М. Фарадей тарабынан электролиз закондорун ачылышы атомдогу элементардык (эң кичине, бөлүнбөс) электр заряддарынын бар экендигин көрсөттү. Ошентип, XIX кылымдын аягында окумуштуулардын көпчүлүгү атомдун татаал түзүлүштө экендиги жөнүндөгү ойлорд айта башташкан. Бирок атомдун татаал түзүлүштө экендиги жөнүндөгү далилдер жок болгон. Ошол эле мезгилде атомдо терс заряддалган бөлүкчөнүн бар экендигин далилдеген бир катар жаңы ачылыштар орун алган.

Катод, анод жана рентген нурлары менен болгон тажрыйбаларда, фотоэффект кырамындагы боюнча тажрыйбаларда касиеттери боюнча бирдей болгон терс зарядга ээ болгон бөлүкчөлөрдүн бар экендиги аныкталган. Ал бөлүкчөлөр 1891-жылы Д. Стони тарабынан «электрондор» деп аталган. Кийинчереек электрондордун чындап эле бар экендиги тажрыйба жүзүндө Д.Томсон тарабынан далилденген жана андан кийин көптөгөн окумуштуулар тарабынан электрондун заряды, массасы тажрыйба жүзүндө аныкталган ( $e = 1,6 \cdot 10^{-19} Кл$ ,  $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} кг$ ). Мына ушундай изилдөөлөрдөн кийин гана электрон атомдун түзүүчү бөлүкчөлөрдүн бири экендиги аныкталды десек болот. Бирок, атомдогу оң заряддардын ролу жана ээлеген ордун белгисиз бойдон калган. Кийинки кадам аларды изилдөө эле.

## 2. Дж. Томсондун жана Э. Резерфорддун атомдук моделдери.

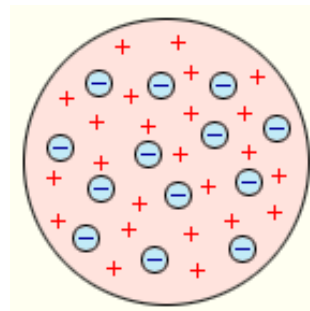
Атомдук ядролук (планетардык) модели.

Алгачкы атомдук моделин Дж. Томсон сунуш кылынган. Анын модели боюнча атом радиусу  $10^{-10}$  м чамасында бүткүл көлөмү оң зарядка ээ болгон шар формасында жана анын ичинде өздөрүнүн тең салмакталган абалдарынын айланасында термелүү кыймылында болушкан электрондордон турат (1.1-сүрөт). Электрондордун сандардык заряды шардын оң зарядына барабар. Бирок, кийинчерээк атомдук болуш моделинин туура эмес экендиги далилденген.

Атомдук түзүлүшү жөнүндөгү ачык-айкын, элестетүүгө мүмкүн болгон тажрыйба 1911-жылы англис физиги Э. Резерфорд тарабынан жүргүзүлгөн. Эксперименттин максаты төмөндөгүдөй болгон:

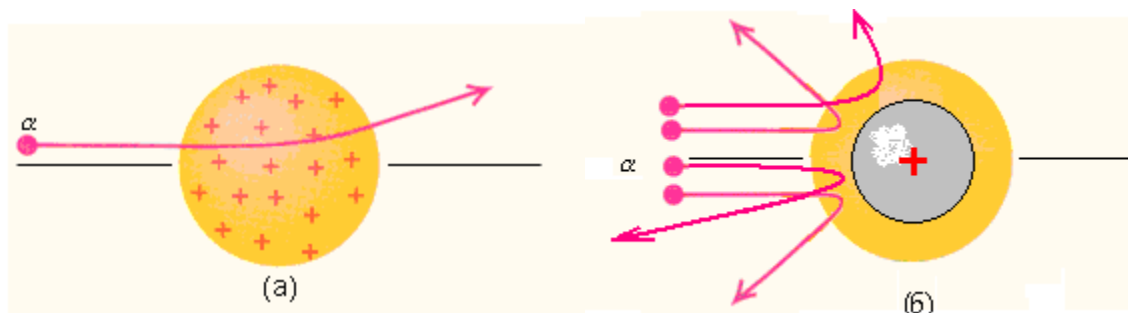
кандайдыр бир заттардын атомдорун чоң массага, чоң кинетикалык энергияга ээ болгон элементардык бөлүкчөлөр менен бомбалоо аркылуу атомдук талкалап, же аны түзгөн бөлүкчөлөр менен өз ара аракеттеништирүү аркылуу атомдук курамын аныктоо керек эле. Электрондордун массалары өтө кичине болгондуктан, мындай бомбалоочу бөлүкчө катары колдонууга болбойт эле. Ошондуктан, Резерфорд бомбалоочу бөлүкчөлөр катары  $\alpha$  бөлүкчөлөрүн пайдаланган. Себеби, анын эсептөөлөрүндө  $\alpha$  бөлүкчөлөрүнүн массалары электрондун массасынан 7300 эсе чоң жана энергиялары атомдук көзөп өтүүгө (атомдук ичине кирүүгө) жетиштүү эле ( $\alpha$ -бөлүкчөлөрү ылдамдыктары  $10^7$  м/с, заряды  $+2e$  ге барабар).

Резерфорддун алдын ала ою боюнча  $\alpha$ -бөлүкчөлөрү менен заттын атомдорунун өз ара аракеттенишүүсүнүн натыйжасында,  $\alpha$ -бөлүкчөлөрүнүн кыймыл багыттары өзгөрүшү керек эле, б.а. аларды түрдүү багыттар боюнча чачыратып жиберилиши керек эле.  $\alpha$ -бөлүкчөлөрүнүн чачыроо мүнөзүн изилдөө менен, атомдук түзүлүшү жөнүндө алдын ала кээ бир ойлордун айтканга болот. Мисалы, эгерде  $\alpha$ -бөлүкчөлөрү чоң бөлүктөр боюнча чачыроосун байкалбаса, анда атомдогу электр заряддары атомдук жалпы көлөмү боюнча бирдей бөлүштүрүлгөн болот (Томсондук моделиндей). Эгерде  $\alpha$ -бөлүкчөлөрүнүн көпчүлүк бөлүгү аркага чачырап кетсе, анда атомдор мындай бөлүкчөлөрдү өткөрбөйт ж.б. (2-а, б сүрөт).



1-сүрөт.

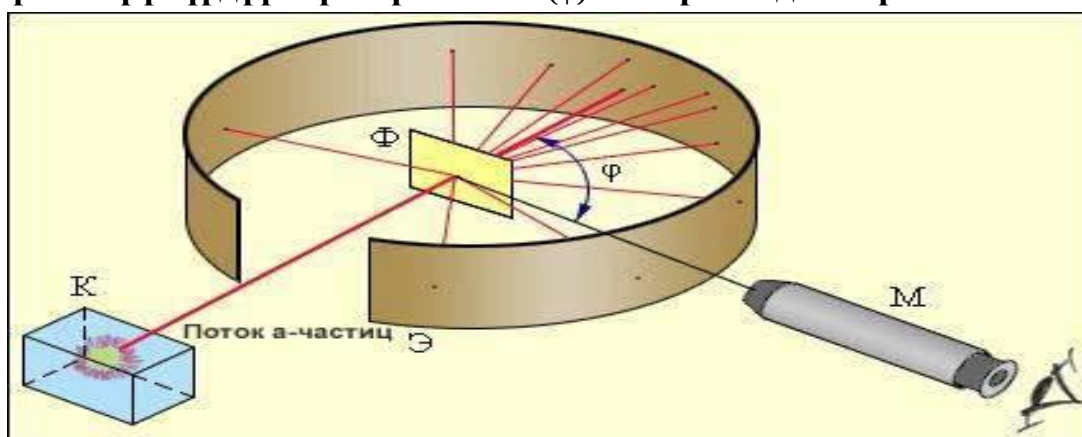
Томсондун атомдук модели



2-сүрөт

Тажрыйба төмөндөгүдөй схемада жүргүзүлөт:

$\alpha$ -бөлүкчөлөрүнүн ичке агымы К радиоактивдүү заты аркылындантылып, калыңдыгы 1мм чамасындагы, эң жакшы алтын фольгасына келип түшөт (3-сүрөт). Бул жерде фольга аркылы өтүп жаткан  $\alpha$ -бөлүкчөлөрү түрдүү бурчтар боюнча ( $\varphi$ ) чачыроого дөңсөө болушат.



3-сүрөт. Резерфорддун тажрыйбасынын схемалык сүрөттөлүшү

Чачыраган  $\alpha$ -бөлүкчөлөрү ZnСкатмары менен капталган Э экранга келип жеринде жарык чыккандары (сцинтилляция) пайда болот. Мындай чыккандарды экранга бекитилген, фольганын борбор аркылы өткөн октун айланасында айланып, жылып жүрүүгө ылайыкташкан М микроскоб аркылы байкап, анализдөөгө болот. Мындай түзүлүштүн жардамында  $\alpha$ -бөлүкчөлөрүнүн бардык чачыроо бурчтарын аныктоого болот. Ушундай прибордун бардыгы,  $\alpha$ -бөлүкчөлөрү менен абанын молекулалары кагылышпасы үчүн абасы сордуруп ташталган идиштин ичине жайгаштырылган.

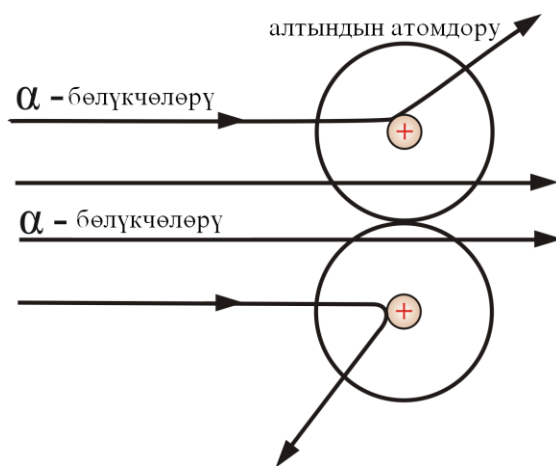
Тажрыйбанын жыйынтыгы төмөндөгүдөй болот:

1.  $\alpha$  бөлүкчөлөрүнүн көпчүлүк бөлүгү фольганын атомдорунун таасири астында анчалык деле чоң эмес бурчтарга жантаю менен фольгадан өтүп кетишет (же түз эле өтүп кетишет). Мынанын төмөндөгүдөй түшүндүрүүгө болот. Бизге белгилүү болгондой катодтаттардын атомдор жетишеерлик тыгыз жайгашышкандыктан алардын арасында аралыктар өтө эле кичине болот б.а. ал аралыктардан  $\alpha$  бөлүкчөлөрү өтө алышпайт (батпайт). Демек,

атомдордн өзүндө (ичинде) боштык бар жана  $\alpha$  бөлүкчөлөрүнүн көпчүлүгү атомдордог шндай боштыктардан эч кандай тоскоолдуксиз эле өтүп кетээрин тажрыйба көрсөтөт.

2. Тажрыйбанын жүрүшүндө  $\alpha$  бөлүкчөлөрүнүн азыраак бөлүгү чоң чачыроо ( $\varphi$ ) бурчтарына ээ болгондо, алардын айрымдары  $180^\circ$  ка жакын бурчтар боюнча чагылгандыгы дагы байкалат. Бул факт - атомдн ичинде (борборнда) чоң оң зарядга жана чоң массага ээ болгон кичинекей бөлүкчөнүн (ядрондн) бар экендигин көрсөтөт (1.4-сүрөт).

Чындыгында атомдо шндай бөлүкчө болгондо гана  $\alpha$  бөлүкчөлөрү электро-статикалык түртүшүү күчтөрүнүн натыйжасында д балга тийип секирген топ сыяктыктык чоң бурчтар боюнча чачырашат.  $\alpha$  бөлүкчөлөрүнүн мындай түртүлүүсү атомдн ядронда оң заряддын топтолгондогун жана ядрондн массасынын чоң экендигин далилдейт.



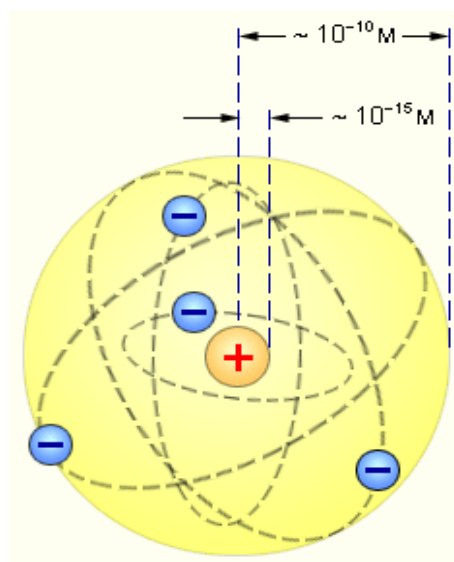
4-сүрөт

Ошентип, тажрыйбадан алынган жыйынтыктарды терең анализдөө менен Э. Резерфорд атомдн түзүлүшү жөнүндө төмөндөгүлөрдү айткан (1.5-сүрөт):

1) Атомдн бардык оң заряды жана дээрлик бардык массасы анын борборнда жайгашкан ядрого топтолгон;

2) Ядрондн өлчөмдөрү  $10^{-15}$  м чамасында, б.а. атомдн өзүнүн өлчөмүнөн болжол менен 10000 эсе кичине болот;

3) Массивдүү ядрондн айланасында жеңил электрондор туюк орбиталар боюнча айланып жүрүшөт (электрондордн орбиталардын өлчөмдөрү  $r \approx 10^{-10}$  м), жалпы электрондордн суммардык терс заряды ядрондн оң зарядына барабар.



5-сүрөт

Ошентип, Резерфорд тарабынан түзүлгөн атомдн ядролук модели - чоң массадагы Күндөн алыс аралыктарда салыштырмал кичине (жеңил) болгон планеталар өздөрүнүн орбиталары боюнча айланып жүрүшкөн Күн

системасынын түзүлүшү сыякт болгондктан, бул моделди *атомдун планетардык модел* деп да аташат.

Андан аркы изилдөөлөрдө атомдун массасы (массанын атомдук бирдигинде) Д.И. Менделеевдин мезгилдик системасындагы химиялык элементтин катар номеринен болжол менен эки эсе чоң болоор, ал эми ядронун  $Z$  заряды химиялык элементтин катар номери менен дал келерин аныкташкан. Демек, атом ядросунда ар дайым бүтүн сандагы элементардык оң заряддар жайгашат б.а. каалагандай ядронун заряды  $q=Z$  формасы менен аныкталат.

Нормалдуу (кадимки) абалда атом нейтралдуу болгондктан, атомдогу электрондордун жалпы заряды дагы шул эле формала аркылы аныкталат, б.а. нейтралдуу абалда атомдун ядросунда канча элементардык оң заряд болсо, анын айланасында ошончо терс зарядга ээ болушкан электрондор айланып жүрүшү керек.

Атомдордун массаларын өлчөө боюнча изилдөөлөр, эң кичине массага ээ тектин атомунун ядросуна ээ болоорун көрсөттү ( $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27}$  кг). Анын массасы электрондун массасынан 1836 эсе чоң, ал эми заряды абсолюттук мааниси боюнча  $+e$  же  $1,602 \cdot 10^{-19}$  Клго барабар. С тектин атомунун ядросун «протон» деп аташкан.

Демек, Менделеевдин таблицасындагы элементтин  $Z$  катар номери анын ядросунун зарядынын протондун зарядынан канча эсе чоң экендигин, же болбосо ал элементтин ядросунда канча протон бар экендигин көрсөтөт.

Резерфорддун планетардык модели анын тажрыйбасынын негизги жыйынтыктарын татаал түшүндүрөт бирок, электрондун ядронун айланасындагы айлануу кыймылын классикалык физиканын закондору менен түшүндүрүү мүмкүн эмес болуп чыкты. Анткени, *бүгүнкү деп* - электрондор ядронун айланасында  $r$  радиустагы орбита боюнча кыймылдаса ядро менен электрондун ортосунда электростатикалык тартуу күчү

$\left( F = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \right)$  аракет этет. Бул күчтүн натыйжасында электрон борборго

мүмкүн болгон чыдамдан менен кыймылга келет  $\left( a = \frac{v^2}{r} \right)$ . Анда, электрондун

кыймылы үчүн Ньютондун экинчи законун жазсак төмөндөгүдөй болот:

$$F = ma = m \frac{v^2}{r} \quad (1) \quad \text{же} \quad m v^2 = \frac{Z e^2}{4 \pi \epsilon_0 r} \quad (2)$$

Классикалык электродинамикадан белгилүү болгондой, электр заряддарынын ылдамдатылган кыймылында электромагниттик нрдан лар пайда болот. Демек, электрондн айлан кыймылы электромагниттик нрдан менен коштолп, натыйжада электрондн энергиясы лам азайып олтрат б.а.  $r = 10^{-10}$  см ради стагы орбита боюнча айланган электрон  $v \approx 10^6$  м/с ылдамдыкка ээ болп, айлан жыштыгы  $\nu = \frac{v}{2\pi r} = 10^{15}$  с<sup>-1</sup>



6-сүрөт

жана ылдамданс  $a = \frac{v^2}{r} \approx 10^{22}$  м/с<sup>2</sup> ка барабар болот. Мындай чоң ылдамданга ээ болгон электрон электромагниттик толкнд интенсивдүү нрдантып, ядрон ар бир айланган сайын ядрого жакындай берип, секунданын  $\frac{1}{100000}$  үлүшүндө энергиясы түгөнүп, ядронн айланасында айлана боюнча эмес, спираль түрүндө кыймылдап ядрого түшүп калышы керек (6-сүрөт). Классикалык физиканын закондор боюнча атомдн ядролк модели тпркс болп калат, мындай шартта атом жашабаш керек. Бирок жогор дагы тажрыйба атомдн тпркт система экендигин көрсөтөт.

Экинчиден - атомдн ядролк модели менен классикалык физиканын закондорун ортосндагы карама-каршылык атомдорнрданткан спектрлерге тиешелүү. Классикалык физиканын закондор боюнча атом ядрого жакындаган сайын ( $r$  чоңдг лам азайып барат) лам кат айлана баштайт ( $v$  ылдамдыгы чоңоет). Электрон каалаган орбиталарга тпра келген  $E$  энергияларга ээ болпш мүмкүн б.а. мындай кыймыл чрнда  $r, v, E$  чоңдктарынын маанилери үзүлтүксүз болпш керек. Тиешелүү түрдө атом кыска толкнзндкт көздөй үзгүлтүксүз тташ спектрлерди нрдантышы керек. Бирок, жүргүзүлгөн тажрыйбалар атомнрданткан спектрлердин үзгүлтүктүү, тилкелүү экендигин көрсөтөт.

Ошентип, жогор дагы карама-каршылыктардан чыгнн төмөндөгүдөй эки гана жол бар эле:

1. Резерфорд тарабынан сншталган атомдн ядролк моделин тпра эмес деп таб (ал үчүн далилдөө);
2. Классикалык физиканын закондор чектелүү жана аны электрон сыякт майда (элементардык) бөлүкчөлөрдүн кыймылына колдонга болбойт деген жыйынтыкка келүү жана мындай бөлүкчөлөрдүн кыймылы үчүн жаңы теорияны түзүү.

Резерфорддун ядролук моделинин тара эместигин далилдеген, классикалык механиканын закондоруна төп келген атомдун башкача моделин табуу мүмкүн болбод. Тескерисинче, кийинки тажрыйбалар атомдун ядролук моделинин тара экендигин көрсөттү.

Ошондуктан, окшоштуктар жогоруда айтылган 2-жолго токтолбоого аргасыз болушту жана классикалык физиканын закондоруна атомдор үчүн колдонууга мүмкүн эмес экендигине ишеништи. Ошентип, атомдор жана анын курамындагы бөлүкчөлөрдүн кыймылы үчүн, жалпы эле атомдун түзүлүшү жөнүндө жаңы теория түзүү керек болду.

### 3. Бордун постулаттары. Бор боюнча спектрдин атомдун спектрлери.

Алгачкылардан болуп Н.Бор бөлүк карама-каршылыкты түшүндүрүү үчүн кванттык теорияны пайдаланган. Ал Резерфорд ачкан атомдун ядролук моделин өркүндөтүү менен 1913-жылы ошол мезгилдеги жүргүзүлгөн тажрыйбалардын жыйынтыктарын түшүндүрүүчү спектрдин атомдун теориясын түзгөн.

Бордун теориясынын негизин төмөндөгүдөй үч постулат түзөт:

**Биринчи постулат:** атомдун энергиясы каалагандай мааниге ээ боло албайт. Ар бир атом үчүн энергиянын белгилүү гана дискреттүү маанилери орун алат. Электрондор ядронун айланасында ушундай энергиялык туруктуу абалдардагы атомдун энергиясына жараша, ташуу радиусуна орбиталар боюнча гана кыймылда болушат.

**Экинчи постулат:** электрон өзүнө ташуу мүмкүн болгон орбиталардын биринде айлануу кыймылында болгон учурда атом туруктуу болот, мындай абалда атом энергияны нурдандырмай жана жутпайт. туруктуу орбитадагы электрондун импульс моментинин төмөндөгүгө барабар:

$$m_e v_n r_n = n \hbar = n \frac{h}{2\pi} \quad (3)$$

Мында  $m_e$  - электрондун массасы,  $v_n$  - ташуу орбитадагы электрондун ылдамдыгы,  $r_n$  - ошол орбитанын радиусу,  $n=1,2,3,\dots$  - бүтүн оң сандар,

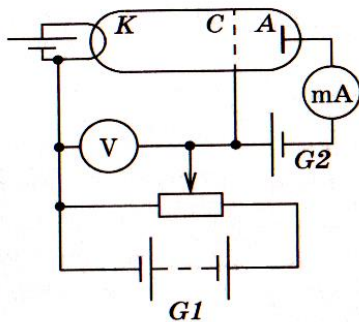
$$\hbar = \frac{h}{2\pi}.$$

### 4. Франк жана Герцтин тажрыйбасы

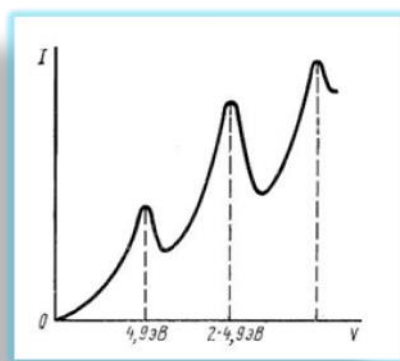
Атомдун энергиясынын маанилери үзгүлтүксүз болуп, белгилүү гана маанилерди аласы 1913-жылы Дж.Франк жана Г. Герцтин тажрыйбасында далилденет. Алардын тажрыйбасын схемалык түрдө төмөнкүдөй карайбыз

(7-сүрөт). Кварц трубкасына катод (К) жана анод (А) жайгаштырылат. Трубка - басымды 1 атм. жакын болгон сымап буу менен толтурулат. Катод ысытканда, андан термоэмиссия кылынып натыйжасында электрондор чыгарылат. Ал электрондор катод жана анод ортосундагы электр талаасынын аракетинен анодго жетишет, чынжырда ток жүрөт. Ал токту чондогон катод менен анод ортосундагы чыңалган дан көз каранды.





7-сүрөт



8-сүрөт

Франк жана Герц чынжырдагы ток күчүнүн сырткы чыңалдан болгон көз карандылыгын изилдешет. Алынган көз карандылык 8-сүрөттө көрсөтүлгөн. Чынжырдагы ток, катод менен анод ортосундагы чыңалдын өсүшү менен алгач өсөт да, чыңалдын мааниси 4,9В жеткенде кескин төмөндөйт. Чыңалдын 4,9В маанисинен кийинки маанилеринде да ток күчү өсөт. Бирок, 9,8В маанисине жеткенде дагы кескин төмөндөйт. Мындай кыска чыңалдын 14,7В, 19,6В, ..., б.а. 4,9В көзөңсөлгөн маанилеринде дагы кайталанат.

Токтун мындай көз карандылыгын төмөнкүдөй түшүндүрүшөт:

1. Электрондордун энергиясы критикалык мааниге жеткенге чейин электрондор сымаптын атомдор менен серпилгичтүү кагылышышат. Электрондордун кыймылынын багыты аз бакытка өзгөрөт, бирок электрондордун бирдик бакыт ичинде анодго жеткен саны төмөндөбөйт.
2. Энергиясы критикалык мааниге жеткен электрондор сымаптын атомдор менен кагылышканда, өзүнүн энергиясын беришет. Алардын ылдамдыгы төмөндөйт, б.а. анодго жеткен электрондордун бирдик бакыт интервалындагы саны кескин азаят. Натыйжада чынжырдагы ток кескин төмөндөйт.

Демек, сымаптын атомдор энергиянын белгилүү гана маанилерин жеткешат. Эгерде сырткы чыңал толук менен электрондун энергиясына сарпталат десек, анда электрондун критикалык энергиясы үчүн 4,9 эВ, 9,8 эВ, 14,7 эВ, 19,6 эВ ж.б. маанилерди алабыз. Мындан, сымаптын атомдор 4,9 эВ же ага эселенген гана энергияларды жеткешат. Мындай эксперименттер башка элементтердин басы үчүн да жүргүзүлүп, натыйжада жогорудагыдай эле жыйынтыктар алынат.

Бул айтылгандардын негизинде: атомдор энергияны жетпаган энергетикалык тарап абалдарга ээ болушат, энергиянын өздөрүнө мүнөздүү болгон порцияларын жетпей, бир тарап абалдан экинчисине өтүшөт деген жыйынтыкка келебиз. Демек, Бордун 1-жана 2-постулаттары Франк жана Герцтин тажрыйбалары аркылуу эксперименталдык түрдө далилденет.



**Бышыктоо үчүн суроолор.**

- 1. Резерфорддун атомдук модел кандай дал келген?**
- 2. Бордун постулаттары кандайча айтылат?**
- 3. Бор боюнча суутектн атомунун спектр кандай болот?**
- 4. Франк жана Герцтн тажрыйбасы кандай түшүндүрүлөт?**

**Тема: Атомдог электрондордн кванттык абалдары боюнча бөлүштүрүлүшү. Менделеевдин мезгилдик системасы. Кванттык сандар.**

**План:**

- 1. Электрондордун конф гурац ясы жана электрондук катмарларды толтуруунун деалдык схемасы.**
- 2. Менделеевдн мезгилдик системасы.**

**Электрондордун конф гурац ясы жана электрондук катмарларды толтуруунун деалдык схемасы.**

Ядронн айланасында кыймылда болгон ар бир электрон төмөнкүдөй төрт кванттык сан менен аныкталат.

- 1. Негизги кванттык сан  $n=1, 2, 3, \dots$**
- 2. Орбиталдык кванттык сан  $l=1, 2, 3, \dots$**
- 3. Магнитик кванттык сан  $m=0, 1, 2, 3, \dots l$**
- 4. Спиндик кванттык сан.**

Бирдей негизги кванттык санга ээ болгон электрондор атомдн электрондук катмарын түзүшөт. Ар түрдүү катмарлар төмөнкүдөй белгиленет.

Негизги кванттык сан	1	2	3	4	5	6
Катмардын белгилери	K	L	M	N	O	P

Электрондн орбиталдык кыймылынын абалы төмөнкүдөй тамгалар менен белгиленет.

$l$	0	1	2	3	4
Абалдар	s	p	d	f	g

- 1. Бирдей  $l$ -мааниге ээ болгон электрондордн жыйындысы подгруппаны түзөт. Элементтердин мезгилдик системасы негизги.**
- 2. Минимум энергиянын принциби: берилген электрондордн жалпы санында атом минималдык энергияны алганга тандайт.**

Менделеевдин мезгилдик системасын түзүүдөгү биринчи жакындаштыр да электрондордн өз ара аракет этүүсү эске алынбайт жана атомдн энергиясы электрондордн ядро менен аракет этүү энергияларынын суммасына барабар деп каралат.

Атом минималдык энергияга ээ болсо, Па линин принцибин пайдаланып атомдог электрондорд ар кандай абалдарга жайгаштыр мүмкүн. Б л ч рда катмарларды электрондор менен толт р н н идеалдык схемасын алабыз. Ал электрондорд н реалдык жайланышынан айырмаланат, бирок баштап кароо ыңгайл .

Па линин принциби боюнча тигил же б л катмарда канча электронд н бол мүмкүндүгүн карайлы. Жогор да аныкталгандай n жана l кванттык сандардын берилген маанилеринде атомдо  $2(2l+1)$  электрон болот. Себеби m кванттык санынын жалпы саны  $2l+1$  жана m кванттык санынын ар бир маанисинде эки  $s_z$  бар.

Ал эми m кванттык сандын берилген маанилеринде l кванттык сан 0дөн n-1 маанини алгандыктан, ар бир катмардагы максималдык электрондорд н саны болот жана ал төмөнкү таблицада берилген:

l n		0	1	2	3	4	Бардык электрондорд н саны $2n^2$
		s	p	d	f	g	
1	K	2					2
2	L	2	6				8
3	M	2	6	10			18
4	N	2	6	10	14		32
5	O	2	6	10	14	18	50

Энергиянын форм ласынан көрүнгөндөй n кванттык саны жогор лаганда к лонд к талаадагы электрондорд н энергиясы да жогор лайт. Электрондор K катмарда болгондо (n=1), атом минималдык энергияга ээ болот. K катмары тол кталгандан кийин L (n=2) тол ктала баштайт. Мына ошентип, K, L, M катмарлары катары менен тол кталышат.

Бирок берилген ар бир катмарда s, p, d, f, g – f абалдар кандай тол кталышы керек экендигин энергиянын форм ласы аныктай албайт. Себеби б л ч рда энергия l кванттык санынан көз каранды эмес. Электрондорд н өз ара аракет этүүсүн эске алган мезгилде l кванттык санынын жогор лашы менен энергиянын мааниси да жогор лайт (n дин бирдей маанисинде).

Мына ошентип, идеалдык схеманы толт р  $l=0$  дөн башталып  $l=n-1$  ден бүтөт. Б л схема боюнча ар бир электрон Па линин принциби боюнча эң кичинекей мүмкүн болгон n жана l кванттык сандардын маанилерин алат.

Качан гана катмарды толт р бүткөндө т р кт электронд к конфиг рация түзүлөт, ал инерттүү газдардын конфиг рациясы болот. Андан кийин кийинки катмар тол ктала баштайт жана баштапкы элемент жегич металл болот. Кезектеги катмарды толт р да, m рдагы катмарды толт р дагы даалаштык кайталангандыктан, бир катмардан экинчи катмарга өткөндө элементтердин химиялык касиети мезгил-мезгили менен өзгөрүлөт. Ар бир жаңы катмарды толт р жегич металлдан башталып инерттүү газдан бүтөт.

Мына ошонд ктан, катмарды толт р да пайда болгон элементтер Менделеевдин мезгилдик системасын түзөт.

*Менделеевд н мезг лд к с стемасы.* Идеалдык схема боюнча электронд к катмарлардын толт р л ш жогорк таблицадан көрүнгөндөй 2, 8, 18, 32, 50

бол ш керек. Ал эми чындыгында Менделеевдин мезгилдик системасында мезгилдик даалаштык 2, 8, 8, 18, 18, 32, ... болот да, идеалдык схемадан айырмалашат.

Атомдог электрондорд н өз ара аракеттеүүсүн эске алганда Менделеевдин мезгилдик системасындагы бардык өзгөчөлүктөрдү тол к түшүндүрүүгө мүмкүн.

Б л ч рда да атомдорд н электронд к катмарлардын жана абалдардын электрондор менен тол ктан с нда негизги принцип катарында Па линин принциби жана миним м энергия принциби алынат. Менделеевдин мезгилдик схемасындагы элементтердин жайланыш с н карайлы.

С текте (H) бир электрон бар. Ал минималдык энергияны алган абалда, б.а.  $n=1$  абалда болот. Мына ошонд ктан с тектин атом н н электронд к конф г рациясы  $1s^1$ .

Гелийдин атом нда дагы карама-каршы спиндеги бир электрон кош лат. Анын электронд к конфиг рациясы  $1s^2$ . Б л парагелий. Орто гелийде экинчи электронд н спини биринчи электронд н спини менен дал келет. Па линин принциби боюнча б л электрон  $1s$  абалда бол ш мүмкүн эмес. Анда минималдык энергияны алганга мүмкүндүк берген кийинки абал  $2s$  абал. Мына ошонд ктан ортогелийдин электронд к конфиг рациясы  $1s2s$ . Парагелийде биринчи катмар тол ктанат жана Менделеевдин мезгилдик системасынын биринчи мезгили бүтөт. Ошонд ктан гелий касиети боюнча инертүү газ болот. Гелийдин электрон менен К оболочка толот.

Кийинки элемент Литий (Li). Литийдин электронд к конфиг рациясы  $1s^22s^1$ . Литийдин атом ндагы үчүнчү электрон L- оболочкасында жайгашат, анын ядро менен болгон байланышы начар. Мына ошонд ктан, литий үчүнчү электрон н берип химиялык реакцияга жакшы катышат.

Кийинки элемент бериллий (Be), анын конфиг рациясы  $1s^22s^2$ . Андан кийинки элемент бор (B), анын конфиг рациясы  $1s^22s^22p$ . Бордо бешинчи электрон  $2p$  абалда болот. Себеби ал  $2s$  абалда бол ш Па линин принциби боюнча мүмкүн эмес. Мына ошонд ктан кийинки минималдык энергияга ээ болгон абал  $2p$  болгонд ктан бешинчи электрон мына ошол абалда жайланышкан.

Инерттик газ неондо экинчи электронд к катмар бүтөт жана экинчи мезгилди т рг з да бүтөт. Экинчи мезгилде бардыгы бол п 8 элемент бар.

Үчүнчү мезгил жегич металл натрийден (Na) башталат. Анын электронд к конфиг рациясы  $1s^22s^22p^63s^1$ . Натрийд да акыркы электрон  $3s$  абалда жайланышкандыктан, анын ядро менен байланышы начар бол п реакцияга тез кирип жегич металлдын касиетин кайталайт. Найтрийден баштап аргонго чейинки 8 элемент  $3s$  жана  $3p$  абалдарын толт р шат. Аргонд н электронд к конфиг рациясы  $1s^22s^22p^63s^23p^6$ . Мына ш л ч рга чейин абалдардын тол кталышы идеалдык схема менен дал келет.

Кийинки элемент калий (K). Идеалдык схема боюнча анын электронд к конфиг рациясы  $1s^22s^22p^63s^23p^63d^1$  бол ш керек. Бирок чындыгында андай эмес. Энергетикалык жактан акыркы электрон  $3d$  абалына жайгашканга караганда  $4s$  абалында бол ш ыңгайл жана ал  $1s^22s^22p^63s^23p^64s^1$  болот. Мына ошонд ктан калий да жегич металлдын касиетин кайталайт. Андан кийинки элемент кальций (Ca), анын конфиг рациясы  $1s^22s^22p^63s^23p^64s^2$ . Андан кийин энергетикалык жактан м рда тол кталбаган  $3d$  абалдын

тол кталышы ыңгайл . Б л 3d абалдын тол кталышы никелге (Ni) чейин аткарылат. Бирок 4s абал ар дайым тол кталган абалда калбайт. Айрым ч рда энергетикалык жактан бир электронд 4d абалга өткөрүү ыңгайл . Никелдин конфиг рациясы  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^8 4s^2$ . d- абалдагы максималдык электрондорд н саны 10 го барабар. Мына ошонд ктан никелде М-катмардын d- абалы тол кталышы үчүн эки электрон жетпейт. Кийинки элемент жез (Cu)  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^1$ , б.а. анын конфиг рациясы жегич металлдардыкына окшош. Кийинки элементтерде 4s жана 4p абалдар тол ктанат. Криптондо 4s жана 4p абалдар тол ктанат. Криптон инерттүү газ бол п саналат. Криптондон кийинки элемент р бидийде 5s абал тол ктала баштайт. Лантанда (La) 5d абал тол ктанат жана кийинки 14 элементте сырткы электрондорд н саны өзгөрүлбөгөндүктөн, алардын химиялык касиеттери да өзгөрүлбөйт. Б л элементтердин касиеттери лантанга окшош болгонд ктан, аларды лантоноиддер деп аташат.

Уш ндай абал актинийде да байкалат. Ал элементтер актиноиддер гр ппасын түзүшөт. Актинийдин ичинен жаратылышта торий (Th), протактиний (Pa) жана ран (U) т р кт . Калгандары лабораториялык жол менен жасалма түрдө алынган. Мына ошонд ктан б л элементтерди транс рандык элементтер деп, кээде жасалма элементтер деп аташат?

*Бышыктоо учун суроолор.*

- 1 Кванттык сандар жана алардын мүнөздөмөлөрү жөнүндө айтып берг ле.
- 2 Электрондордун катмарларда жайгашуусунун удаалаштыгы кандай схема боюнча жүргүзүлөт?
- 3 Менделеевд н мезг лд к табл цасындагы х м ялык элементтер кандай жайланышкан?

**Тема: Атом ядрос н н түзүлүшү. Н клондор. Изотоптор. Ядрон н байланыш энергиясы.**

*План:*

1. Ядронун түзүлүшү, нуклондор. Ядронун жана нуклондордун өлчөмдөрү.
2. Ядронун жана нуклондордун механ калык жана магн т к моменттер .
3. Массанын дефект жана ядронун байланыш энерг ясы
4. Ядролук күчтөр жана алардын кас еттер .

**1. Ядрон н түзүлүшү, н клондор. Ядрон н жана н клондорд н өлчөмдөрү.**

Резерфордд н тажрыйбасынан белгилүү болгондой, атом оң заряддалган ядродон жана анын айланасында оболочкаларда (катмарларда) айланып жүрүүчү электрондордон т рат. Кадимки шартта атом электрдик нейтралд болот. Атом ядрос атомд н оң зарядка ээ болгон борборд к бөлүгү бол п эсептелет, анын өлчөмү  $10^{-14} - 10^{-15}$  м чамасында болот.

Атом ядрос протон жана нейтрон деп атал ч элементардык бөлүкчөлөрдөн т раары жөнүндөгү с н шт ор с окм шт с Д. Иваненко (1931ж) киргизген, б л идеяны андан ары В. Гейзенберг өнүктүргөн.

Протон (p) оң заряддалган бөлүкчө, анын заряды мод л боюнча электронд н зарядына барабар б.а.  $+1.6 \cdot 10^{-19}$  Кл. Тынч абалдагы массасы  $m_p = 1.67 \cdot 10^{-27}$  кг;  $m_p \approx 1836 m_e$ , мында  $m_e = 9.1 \cdot 10^{-31}$  кг.

Нейтрон ( $n$ ) заряды боюнча нейтралд б.а. электрдик зарядга ээ эмес, массасы  $m_n = 1.67 \cdot 10^{-27}$  кг,  $m_n \approx 1.67 m_e$ .

Протон жана нейтрондор *нуклондор* деп аталат (латын сөзүнөн алынган Nucleis-ядро дегенди билдирет). Нуклондор фермиондорго киришет жана  $\frac{\hbar}{2m_p v}$  спинге ээ болшат. Нуклондор ядродо ядролорго күчтөрдүн аракетин менен кармагычтар болуп жана ядронун ичинде релятивдик эмес ылдамдыктар ( $v \ll c$ ) боюнча кыймылдашат. Атом ядросундагы нуклондордун жалпы саны  $A$  массалык сан деп аталат.

Атом ядросу  $+Z$  зарядына ээ болот.  $Z$ -ядронун заряддык саны деп аталат, ядродогу протондордун жалпы санына барабар жана Менделеевдин мезгилдик системасындагы элементтин катар номери менен дал келет. Азыркы учурда  $Z = 118$  ден  $Z = 1$  го чейин заряддык санга ээ болгон 118 элемент белгилүү.

Ядро нейтралд атом сыяктуу эле  ${}^A_Z X$  символ менен белгиленет. Мисалы  ${}^1_1 H$ ,  ${}^{96}_{42} Mo$ ,  ${}^{238}_{92} U$  (с, тек, молибден, уран).  $Z$ -заряддык сан жана  $A$ -массалык сан ядронун эң негизги мүнөздөөчүлөрү болуп эсептелет.

Атом нейтралд абалда болгондо заряддык сан андагы электрондордун санына барабар болот. Ал эми атомдогу электрондордун саны жана алардын бөлүштүрүлүшү аркылуу атомдун химиялык касиеттери аныкталат.

Демек, ядронун заряды берилген химиялык элементтин спецификасын аныктоочу чоңдук болуп эсептелет, б.а. атомдогу электрондордун санын, электрондорго оболочкалардын конфигурациясын, атомдун ички электр талаасынын мүнөзүн жана чоңдуктарын аныктайт.

Ядродогу нейтрондордун саны  $N = A - Z(1)$  аркылуу аныкталат.

$Z$ ,  $A$  жана  $N$  дин маанилерине жараша атом ядролор изотопторго, изобараларга, изотондорго бөлүнөт.

$Z$  заряддык сандары боюнча бирдей, ал эми  $A$  массалык сандары боюнча ар түрдүү (нейтрондордун саны боюнча ар түрдүү) ядролор *изотоптор* деп аталат. Ал эми  $A$  массалык сандары боюнча бирдей,  $Z$  заряддык сандары боюнча ар түрдүү болгон ядролор *изобаралар* деп аталат. Нейтрондордун саны бирдей болгон ядролор *изотондор* деп аталышат.

$M$ :  $C$  тектин үч изотопу бар:  ${}^1_1 H$  - протий ( $Z = 1, N = 0$ ),  ${}^2_1 H$  - дейтерий ( $Z = 1, N = 1$ ),  ${}^3_1 H$  - тритий ( $Z = 1, N = 2$ ), калайдын 10 изотопу бар ж.б.

Изобаралардын ядролоруна  ${}^{210}_{81} Tl$ ,  ${}^{210}_{83} Pb$ ,  ${}^{210}_{83} Bi$  ж.б. элементтери мисал болушат.

Изотондорго мисал:  ${}^{12}_6 C$ ,  ${}^{14}_7 N$ ,  ${}^{15}_8 O$ .

Резерфорддун тажрыйбасынан атомдун сызыктанган өлчөмү  $\approx 10^{-10}$  м, ядронун өлчөмдөрү  $10^{-14}$  -  $10^{-15}$  м экендиги белгилүү.

Андан кийинки ядронун өлчөмдөрүн (радиусун) аныктоочу методдордун эки топко бөлсө болот:

1. «Ядролорго» методдор. Ядролорго өз ара аракеттенишүүлөрдү изилдөөгө негизделген, мисалы, ядродогу нейтрондордун чачыроосун изилдөө ( $R_n$ ).

2. «Электромагниттик методдор» - электрондорд н ядродо чачыроос н изилдөө менен ядрон н ичиндеги электр заряддарынын бөлүштүрүлүшү каралат ( $R_{эл}$ ).

Бүгүнкү күндө б л эки метод менен изилдөөлөрдүн жыйынтыгы төмөндөгүлөрдү берет:

$$R_{я} = (3 \div 1,4) \cdot 10^{-15} \cdot A^{\frac{1}{3}} \text{ м,}$$

$$R_{эл} = (1,2 \div 1,3) \cdot 10^{-15} \cdot A^{\frac{1}{3}} \text{ м,}$$

Мында  $A$ - ядродог н клондорд н саны.

Эгерде, ядрон шар формасында карасак, анын ради с төмөндөгү эмпирикалык форм ла аркыл аныкталат:

$$R = R_0 A^{\frac{1}{3}} \quad (2)$$

мында  $R_0 = (1,3 \div 1,7) \cdot 10^{-15} \text{ м} = (1,3 \div 1,7) \text{ фм}$  (феритометр).

Ядрон н ради с шартт мааниге ээ, себеби ядрон н чеги так эмес (күңүрт). Ядрон н көлөмү андагы н клондорд н санынан көз каранды,

$$V = \frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{4}{3} R_0^3 A \quad (3)$$

ал эми тыгыздыгы бардык ядролор үчүн бирдей ( $\rho_{я} \approx 10^{17} \text{ кг/м}^3$ ).

2. Ядрон н жана н клондорд н механикалык жана магнитик моменттери.

Н клондор фермиондор классына киргендиктен (Ферми-Дирактын статистикасына баш ийишет), протон жана нейтрон имп льс моментинин өздүк механикалык моментине (спинге) ээ бол шат. Ошонд ктан ядролор дагы спинге ээ бол ш керек.

Жогорк тактыктагы спектралдык приборлор жана атайын спектрлерди дүүлүктүрүүчү б лактардын жардамында өтө ж ка спектрдик сызыктар алынат. Б л сызыктар ядрон н өздүк магнитик моментке (спинге) жана магнитик моментке ээ экендигин мүнөздөйт.

Ядрон н спини н клондорд н спиндеринен жана алардын орбиталык имп льс моменттеринен түзүлөт жана төмөндөгү закон боюнча квантталат:

$$L_{я} = \hbar \sqrt{I(I+1)} \quad (4)$$

Мында  $I = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \dots$ , спиндик ядрол к кванттык сан деп аталат.  $A$

массалык сандын ж п маанисине ээ болгон ядролор спиндик кванттык сандын бүтүн маанисине, ал эми  $A$  массалык сандын так маанисине ээ болгон ядролор спиндик кванттык сандын жарымбүтүн (бөлчөк) маанисине ээ болот.

Атом ядрос ошондой эле магнитик ( $p_{тя}$ ) моментке да ээ болот. Б л ачылыштар магнитик резонанс метод менен аныкталган. Протонд н жана нейтронд н өздүк магнитик моменттери

$$\mu_p = +2,76 \mu_{я},$$

$$\mu_n = -1,91 \mu_{я}$$

мында  $\mu_{\text{я}}$  ядрол к магнетон, ядрон н магнитик моментинин бирдиги катарында колдон лат:

$$\mu_{\text{я}} = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,0508 \cdot 10^{-27} \text{ Джс/Тл} \quad (5)$$

Ядрон н магнитик моменттеринин кванттал закон н табалы. Ал үчүн ядрол к гирромагниттик катыштан пайдаланабыз:

$$\frac{p_{\text{мя}}}{L_{\text{я}}} = \frac{e}{2m_p} \quad (6)$$

же,  $p_{\text{мя}} = g_{\text{я}} L_{\text{я}}$ , мында  $g_{\text{я}} = \frac{e}{2m_p}$  - ядрол к гирромагниттик катыш деп атал ч пропорциял л к коэффициенти,  $m_p$  - протонд н массасы.

$$(7) \quad \text{Мындан: } |p_{\text{мя}}| = L_{\text{я}} \frac{e}{2m_p}; \quad |p_{\text{мя}}| = \frac{e\hbar}{2m_p} \sqrt{I(I+1)}; \quad |p_{\text{мя}}| = \mu_{\text{я}} \sqrt{I(I+1)}$$

Ошентип, ядрон н магнитик моменти I кванттык саны жана  $\mu_{\text{я}}$  - ядрол к магнетон менен аныкталат. Ядрол к магнетон  $\mu_B$  -Борд н ( $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ )

магнетон нан  $\frac{\mu_B}{\mu_{\text{я}}} = \frac{e\hbar}{2m_e} \div \frac{e\hbar}{2m_p} = \frac{m_p}{m_e} \approx 1836$  эсе кичине.

Спин, магнитик моменттен сырткары ядро электрдик моментке да ээ бол ш мүмкүн. Ядрон н электрдик моменти ядрон н зарядынын бөлүштүрүлүшүнө жараша болот.

### 3. Массанын дефекти жана ядрон н байланыш энергиясы

Ядродог н клондорд н ортос нда белгилүү бир т р кт байланыш ор н алгандыктан, ядро т р кт (бекем) система бол п эсептелет.

Масс-спектрометр деп аталган приборд н жардамында ядрон н массасын так аныктап ал га болот. Уш ндай приборд н жардамында өлчөөлөрдүн жыйынтыгы – ядрон н массасы, аны түзгөн н клондорд н массаларынын с ммасынан кичине болоор н көрсөтөт ( $m_{\text{я}} < Zm_p + (A - Z)m_n$ ).

Б л массалардын  $\Delta m$  айырмасы массанын дефекти деп аталат.

Эйнштейндин форм ласына ылайык ( $E = mc^2$ ), массанын өзгөрүшү энергиянын өзгөрүшү менен байланышкандыктан, н клондор биригип ядро түзүлгөндө кандайдар бир энергия бөлүнүп чыгат (коромж болот). Энергиянын сактал закон на ылайык, ядрон н клондорго ажырат үчүн (тескери маселе ор н алат) ошончо сандагы энергия сарптоо керек болот. Атом ядрос н ш ндай н клондорго ажырат үчүн керек болгон энергия ядрон н байланыш энергиясы деп аталат.

$$E_{\sigma} = [Zm_p + (A - Z)m_n - m_{\text{я}}]c^2 \quad (8)$$

Мында  $m_p$ ,  $m_n$ ,  $m_{\text{я}}$  - тиешелүү түрдө протонд н, нейтронд н жана ядрон н массалары. Таблицаларда көбүнчө  $m_{\text{я}}$  ядрон н массалары берилбестен,  $m$  - атомдорд н массалары берилет. Ошонд ктан, ядрон н байланыш энергиясын аныктоодо төмөндөгүдөй форм ланы пайдаланышат:

$$E_{\sigma} = [Zm_H + (A - Z)m_n - m]c^2 \quad (9)$$

Мында  $m_H$ -с тектин атом н н массасы.  $m$  - изилденип жаткан элементтин атом н н массасы.

Атомд н массасы ( $m$ ) ядрон н  $m_y$  массасынан  $Z$  электронд н массаларына айырмалангандыктан (3) жана (4)-дөн массалардын айырмасы үчүн төмөндөгүгө ээ болоб з:

$$\Delta m = [Zm_p + (A - Z)m_n] - m_y \quad (10)$$

$\Delta m$  – чоңд г массанын дефекти деп аталат б.а. н клондор бириккенде массалары ш л чоңд кка азаят.

Практикада көбүнчө  $E_\phi$  байланыш энергиясынын орд на бир н клонго тиешелүү болгон  $\delta E_\phi = E_\phi / A$  салыштырмал байланыш энергиясын колдон шат. Б л чоңд к атом ядрос н н бекемдигин мүнөздөйт б.а.  $\delta E_\phi$  чоңд г канча чоң болсо ядро ошончол к бекем болот.

М:  ${}^2_1H$  үчүн  $\delta E_\phi = 1,1 \text{ Мэв}$ ,  ${}^4_2H$  үчүн  $\delta E_\phi = 7,1 \text{ Мэв}$ ,  ${}^6_3Li$  үчүн  $\delta E_\phi = 5,3 \text{ Мэв}$ .

Протон же нейтрондорд н саны 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 га барабар болгон ядролор бир кыйла бекем бол шат (сыйкыр д ядролор, күчтүү). Адан да бекем байланыш эки жолк күчтүү ядролордо түзүлгөн.

М:  ${}^4_2He$ ,  ${}^{16}_8O$ ,  ${}^{40}_{20}Ca$ ,  ${}^{48}_{20}Ca$ ,  ${}^{208}_{82}Pb$

Жалпылап айтканда Менделеевдин мезгилдик системасынын ортонк бөлүгүндө жайгашкан ядролор бир кыйла т р кт бол шат. Оор жана жеңил ядролор т р кс з раак бол шат. Ошонд ктан төмөндөгү процесстер энергетикалык пайдал бол шат:

1) Оор ядролорд жеңилреек ядролорго бөлүү;

2) Жеңил ядролорд оор раак ядролорго кош (синтез).

Б л эки процессте тең эле өтө чоң энергия бөлүнүп чыгат. Азыркы мезгилде б л эки процессти тең ишке ашыр га болот. Алар бөлүнүү реакциясы жана термоядрол к реакциялар.

#### 4. Ядрол к күчтөр жана алардын касиеттери.

Ядро протон жана нейтрондордон т рат. Оң зарядка ээ бол шкандыктан протондорд н ортос нда К лонд к түртүшүү күчү аракет этиши керек эле. Эгерде ядродог н клондорд н ортос нда башка эч кандай күчтөр аракет этпесе, анда, ядро жашабаш керек эле (протондор т ш тарапка тарап кетиш керек эле). Бирок атом ядрос жашайт. Демек протондорд н ортос нда электрдик күчтөрдөн башка дагы тартыш күчтөрү бар.

Ядродог н клондорд н ортос нда ядро үчүн өзгөчө мүнөзгө ээ болгон жана протондор ортос ндагы К лонд к түртүшүү күчүнө караганда бир кыйла чоң болгон күчтөр аракет этишет. Б л күчтөр *ядролук күчтөр* деп аталат.

Көптөгөн тажрыйбалардын негизинде ядрол к күчтөр гравитациялык, электромагниттик күчтөргө караганда бир кыйла чоң болоор далилденген. Ядрол к күчтөр күчтүү аракеттенишүү классына кирет жана төмөндөгүдөй касиеттерге ээ болот:

1. Ядрол к күчтөр спецификалык өз ара тартыш күчтөрү бол п эсептелет;
2. Ядрол к күчтөр өтө кыска аралыктан ( $10^{-15} \text{ м}$ ) аракеттенишет;
3. Электрдик касиеттерге ээ бол шпайт б.а. ядрол к күчтөр аны түзгөн бөлүкчөлөрдүн зарядынан көз каранды эмес;



4. Ядрол к күчтөр каныг касиетине ээ бол шат б.а. ядродог ар бир н клон ага жакын жайгашкан белгилүү сандагы гана н клондор менен аракеттенишет;
5. Ядрол к күчтөр өз ара аракеттенишүүчү н клондорд н спиндеринин ориентациясынан көз каранды;
6. Ядрол к күчтөр борборд к эмес б.а. өз ара аракеттенишүүчү н клондорд н борборлор н т таштыр ч сызык боюнча аракеттенишпейт

Ядрол к күчтөрдүн ш ндай оор мүнөзгө ээ бол ш жана бардык н клондорд н кыймыл теңдемелеринин татаалдыгы бүгүнкү күнгө чейин так атом ядрос н н теориясын түзүүгө мүмкүнчүлүк бербеди. Ошонд ктан бүгүнкү күндө ядрон н жакындатылган моделдерин карап үйрөнүү менен гана чектелебиз (тамчы, оболочкал модель -өз алдынча карайбыз).

*Бышыктоо үчүн суроолор:*

- 1 *Ядро кандай бөлүкчөлөрдөн турат?*
  - 2 *Нуклондор деп кайсы бөлүкчөлөрдү айтабыз?*
  - 3 *Изотоп деп эмнен айтабыз?*
  - 4 *Байланыш энерг ясы деп кандай энерг яны айтабыз?*
- Ядродогу нуклондор кандай күчтөр менен аракеттен шет?*

**Тема:** Радиоактивдүү н рдан лар. Радиооактивдүүлүктүн ачылышы  
**Табигый жана жасалма радиоактивдүүлүк. Жарым ажыроо мезгили.**

**План:**

- 1 *Рад оакт в дүүлүк. Рад оакт в дүү ажыроо закону.*
2. *Жарым ажыроо мезг л . $\alpha$  - бөлүкчө,  $\beta$  - бөлүкчө,  $\gamma$ -нурдануу жана анын кас еттер .*
- 3 *Рад оакт в дүү нурданууларды байкоо жана каттоо методдору.*

**1. Рад оакт в дүүлүк. Рад оакт в дүү нурдануунун өзгөчөлүктөрү.**

1896-жылы франц з окм шт с Беккерель фотопластинканын жардамы менен ран т з н н, табияты ш га чейин түшүнүксүз болгон нурдануулардын булагы болорун байкаган. Мындай н рдан төмөндөгүдөй касиеттерге ээ болот:

1. фотопластинкага таасир этет;
2. абанын молек лаларын күчтүү иондошт р п жиберет;
3. н рдан ран т з н н агрегаттык абалдарынан көз каранды болбойт;
4. т н к эмес чөйрөдөн күчтүү өтүп кетүү жөндөмдүүлүгүнө ээ болот (энергиясы бир нече МэВко жакын);
5. кээ бир заттардын люминесценциясын пайда кылат.

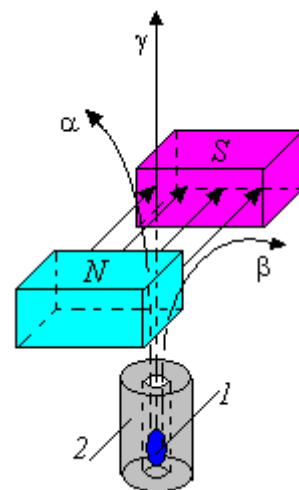
Демек, б л н рлардын н рдантылышы атомдорд н электронд к түзүлүшү менен байланышпайт. Өз алдынча н рдан ч , ядрон н ичиндеги процесс. Б л н рлардын чөйрөдөгү ж т л ш жана чачыроо к б л штары изилдене баштайт. Ал н рлар өзү тараган чөйрөнүн атомдор н же молек лаларын иондошт р п жиберешет. Ошонд ктан ал н рларды радиоактивдүү д.а. Ал н рларды н рданткан заттарды радиоактивдүү заттар д.а. Радиоактивдүү н рлардын н рдантыл к б л ш *рад оакт вдуулук* деп аталат.

1897-98-жылдары Пьер Кюри, Мария Кюрилер радиоактивдүү н рларды ран т з нан башка дагы - торий, актиний, полоний, радий элементтери н рдантаарын аныкташат. Н рдан н н өзгөчөлүктөрү төмөндөгүдөй:

1. Радиоактивдүү н рлардын н рдантылышы сырткы аракет этүүлөрдөн көз каранды болбойт жана өз алдынча ишке ашат.
2. Радиоактивдүү н рлардын интенсивдүүлүгү сырткы аракет этүүлөрдөн көз каранды болбойт.
3. Радиоактивдүү н рларды н рданткан заттар башка элементтерге өтүп кетишет.
4. Радиоактивдүү н рларды н рдант процесси бакыттан көз каранды болбойт б.а. н рдан н н башталышы дагы, бүтүшү дагы аныкталбайт (археологиялык табылгалардын жашынын аныктоо).
5. Ал н рлар жогорк энергияга ээ бол шат.

Радиоактивдүү н рлардын жаратылышын аныктоо максатында ал н рларды күчтүү магнит талаасынан өткөрүшкөндө үч агымга ажырагандыгын байкашат (1-сүрөт). Алардын биринчисин  $\alpha$  н рлары, экинчисин  $\beta$  н рлары, үчүнчүсүн  $\gamma$  н рлары деп аташат. Демек, радиоактивдүү н рлардын составында оң, терс жана зарядсыз бөлүкчөлөр жашашат. Алардын зарядынын белгиси Лоренц күчүнүн багытын аныктоо менен аныкталат (сол кол эрежеси).

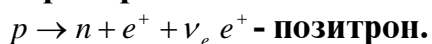
$\alpha$ -н рлары. Электр жана магнит талаасында багытын өзгөртөт (б р лат). Жогорк иондошт р г ч жана аз өтүмдүүлүк касиетине ээ (мисалы, 0,05мм алюминий катмарынан ж т лат). Б л н рлар гелийдин ядролор н н агымы бол п саналат. Заряды  $+2e$  ( $e$ -элементардык заряд), массасы гелийдин  ${}^4\text{He}$  изотоб н н ядрос н н массасына барабар б.а.  $4 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27}$ кг.



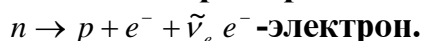
1-сүрөт.  
Радиоактивдүү н рларды магнит талаасынан өткөрүү. 1- радиоактивдүү зат, 2- коргош н контейнери.

**β-н рлары.** Электр жана магнит талаасында α-н рларына салыштырмал багытын карама –каршы багытта өзгөртөт. Иондоштрг ч касиети α-н рларына салыштырмал эки эсе аз, ал эми заттардан өтүп кетүү жөндөмдүүлүгү бир кыйла жогор (2мм алюминий катмарында ж т лат). Бета н рдан лары β бөлүкчөлөрүнүн (электрондор менен позитрондорд н) агымы бол п эсептелет.

β - н р н н ядродон н рданылышын, ядродог протон жана нейтрондорд н бири-бирине өтүү к б л штары менен түшүндүрүшөт. Ядродог протон т р кс з жашап төмөндөгүдөй рекция менен нейтронго өтүп т рат:



Ал эми нейтрон протонго төмөндөгүдөй өтүп т рат:



Демек, ошентип радиоактивдүү н рлардын ядродон н рданылышы аныкталат.

**γ н рлары.** Электр жана магнит талаасында багытын өзгөртпөйт. Начар иондошт р жана күчтүү өтүп кетүү касиетине ээ (болжол менен 5см калыңдыктагы коргош н катмарынан өтүп кетет). γ н рлары кристаллга түшкөндө дифракцияланат.

γ н рлары – б л кыска толк нд электромагниттик н рлар ( $\lambda < 10^{-10} \text{ м}$ ) б.а. жогорк энергиял γ кванттарынын (фотондорд н) агымы бол п эсептелет. γ н рдан с радиоактивдүүлүктүн өз алдынчалык түрүнө кирбегендиги жана α, β ажыроолор менен коштолоор эксперимент жүзүндө далилденген. О.э. γ н рдан лары ядрол к реакцияларда, заряддалган бөлүкчөлөрдүн тормоздол с нда ж.ж. пайда болот.

## 2. Радиоактивдүү элементтер. Жылыш эрежеси;

Азыркы кезде 1800дөн аш н радиоактивдүү изотоптор белгилүү. Алардын болжол менен 60 изотоб жаратылышта кездешет, ал эми калгандары ядрол к реакциялардын жардамында жасалма жолдор менен алынган.

Радиоактивдүү ажыроон эки түргө бөлүшөт: α-ажыроо жана β-ажыроо. Ажыроон н түрүнөн көз карандысыз, радиоактивдүү айлан га д шар болгон элементтин ядрос энелик (материнский) ядро деп аталат, ал эми радиоактивдүү ажыроодон кийин пайда болгон жаңы элементтин ядрос н балалык (дочернее) ядро деп аташат. Б л ядролор дагы радиоактивдүү бол ш п, алар дагы ажыроого д шар бол шат жана б л процесс андан ары лана берет. Ошентип, мындай ажыроо процесси стабилдүү элемент пайда болгонго чейин лан ч чыжырды түзөт. Уш ндай чынжырды түзүүчү радиоактивдүү элементтердин көптүгү радиоактивдүү бүлөөлөр (семейство) деп аталат.

Жаратылыштагы табигый радиоактивдүү изотоптор үч бүлөөгө бөлүнөт:

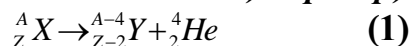
1.  ${}^{238}_{92}\text{U}$  ( уран) дан башталат жана рандын катары деп аталат;
2.  ${}^{232}_{90}\text{Th}$  (торий) ден бешталып, торийдин катарын түзөт;
3. Урандын  ${}^{235}_{92}\text{U}$  изотоб нан жана актинийдин  ${}^{227}_{89}\text{Ac}$  изотоб нан башталып, актинийдин катары деп аталат.

Ошондой эле төртүчү жасалма-радиоактивдүү ядролордун катары орн алат, алар  $^{237}_{93}\text{Np}$  изотобунан башталып, негизинен катарын түзөт.

1), 2), 3) катарлары үчүн акырында коргошундун изотоптор келип чыгып,  $\alpha$ , жана  $\beta$ -ажыроолорунан экинчиден акты орн алат.

Негизинен катарлары  $^{209}_{83}\text{Bi}$  (висмут) негизинен аяктайт. Радиоактивдүү катарларга кирбеген жети табигый радиоактивдүү изотоптор бар. Алар  $\beta$ -активдүү изотоптор:  $^{40}_{19}\text{K}$  (калий),  $^{87}_{39}\text{Rb}$  (рубидий),  $^{176}_{71}\text{Lu}$  (лютеций),  $^{187}_{75}\text{Re}$  (рений),  $^{115}_{49}\text{In}$  (индий),  $^{138}_{57}\text{La}$  (лактан) жана  $\alpha$ -активдүү изотоп  $^{148}_{62}\text{Sm}$  (сморий).

Бардык радиоактивдүү ажыроолор жылыш эрежеси деп аталып, закон ченемдүүлүк боюнча жүрөт. Бул эреже радиоактивдүү ажыроо учурунда орн алып, электр зарядынын жана массалык сандын сакталуу законна негизделген: *пайда болгон ядролордун жана элементардык бөлүкчөлөрдүн заряддарынын суммасы (массалык сандарынын) алгачкы ажыроого дуушар болгон ядронун зарядына (массалык санына) барабар*.



Мында  $X$ -энелик ядронун символу,  $Y$ -балалык ядронун символу.

### 3. Радиоактивдүү ажыроонун законун. Активдүүлүк;

Радиоактивдүү ядролордун сандыгынын өзгөрүшү менен алынып, ал энелик ядронун сандыгына барабар элементардык бөлүкчөлөрдүн пайда болушуна барабар болот. Ошондуктан бул кызыктуу ядронун ажыроосу деп аталат же радиоактивдүү ажыроо дешет.

Радиоактивдүү ажыроого чоң сандагы ядролор катышышат. Ошондуктан ажыроонун законун ченемдүүлүгү кычкылмалдуу теориясы менен аныкталат. Анткени бакыттын берилген интервалында ажыроого дуушар болгон ядролордун санын аныктасак болот. Бирок, кайсы ядролордун ажыроосун аныкташка болбойт. Мисалы: Жер шаарындагы адамдардын жалпы саны 5,6 млрд. Суткасына алардын 10-20% өлүмү казанат болот. Бирок, ким каза болоорун айта албайбыз.

Ошондуктан, мындай ажыроо законун статистикалык закон деп аталат. Бул закон 1901-жылы Резерфорд жана Соди тарабынан аныкталган.

Айталы,  $N$ -радиоактивдүү ядролордун  $d$  бакыт интервалында  $dN$  саны ажыроого дуушар болушун. Анда ажыроого дуушар болгон ядролордун саны бакыт интервалына жана берилген ядролордун санына пропорциялаш болот:  $dN$

$$dN = -\lambda N dt \quad (2)$$

Бирок,  $dN$ дин өсүшү  $N$ дин төмөндөшүн пайда кылат. Ошондуктан, (1) пропорциялаштыкты төмөндөгүдөй барабардык түрүндө беребиз:

$$dN = -\lambda N dt \quad (3)$$

Анын эки жагын  $N$ ге бөлсөк

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt$$

Муну интегралдасак

$$\ln N = -\lambda t + \ln C$$

Мында  $C$  - тирек санды  $t=0$  шартын колдонуп аныктайбыз, анда

$$\ln N_0 = \ln C; \quad \ln N = -\lambda t + \ln N_0; \quad \ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t; \quad \frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t} \text{ мындан:}$$

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (4)$$

(4)–форм ла табигый радиоактивдүү ажыроон н статистикалык закон д.а. Ядрон н т ракт л г н мүнөздөө максатында  $\tau$ -ядрон н орточо жашоо убактысы жана радиоактивдүү изотопт н -жарым ажыроо мезг л деген чоңд ктар колдон лат.  $\tau$ -б л ажырабаган ядролорд н саны  $e$  эсеге азаюу бактысын айтабыз.  $\tau$  менен  $\lambda$  нын байланышын табалы:

$\tau$  бактысы ичиндеги ажырабаган ядролорд н саны

$$N = \frac{N_0}{e} = N_0 e^{-\lambda \tau};$$

$$e^{-1} = e^{-\lambda \tau}; \quad \tau = \frac{1}{\lambda} \quad (5)$$

– деп, берилген сандагы ядролорд н  $\frac{1}{2}$  бөлүгүнүн ажыроос үчүн зарыл болгон бакыт интервалын айтабыз. Эгерде жарым ажыроо мезгилин менен белгилесек, анда ал өзүнүн аныктамасы боюнча төмөндөгүдөй аныкталат:

$$N = \frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T}$$

Эки жагын логарифмдесек,

$$\ln\left(\frac{1}{2}\right) = -\lambda T; \quad \ln 1 - \ln 2 = -\lambda T$$

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} = 0,693\tau \quad (6)$$

– ар бир радиоактивдүү элемент үчүн эксперименттик түрдө өз алдынча аныкталат. Айрым элементтер үчүн бир нече с тканы түзсө, мисалы  $^{222}_{86}\text{Ra}$  үчүн - 3,825 күн, айрым элементтер үчүн бир нече миндеген жылдарга барабар болот, мисалы,  $^{238}_{92}\text{U}$  үчүн -  $4,5 \cdot 10^9$  жылга барабар. Жалпылап айтканда б л чоңд кт н маанилери  $10^{-7}\text{с} - 10^{16}$  жыл интервалында жатат. Радиоактивдүү ажыроолорд изилдөөдө акт вдуулук ( $a$ ) деген чоңд к дагы колдон лат.

$a$  –деп, 1с ичиндеги ядродог ажыроолорд н санын айтабыз:

$$a = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \frac{d}{dt} (N_0 e^{-\lambda t}) = N_0 \lambda e^{-\lambda t} = \lambda N \quad (7)$$

Активдүүлүктү СИ системасындагы бирдиги беккерель (Бк): 1 Бк – б л 1с да ажыроон н бир акты өтүүчү н клиддин активдүүлүгү. Кээде системадан тышкаркы бирдиги – кюри (Ки) да колдон лат: 1Ки= $3,7 \cdot 10^{10}$  Бк.

4. Радиоактивдүү н рларды жана бөлүкчөлөрдү каттоо методдор .

Радиоактивдүү н рлардын өзү тараган чөйрөнү түзгөн бөлүкчөлөрдү иондошт р п жиберүү касиети тирүү организмдер үчүн өтө зыянд бол п эсептелет (Чернобыль, Ф к сима кырсыктары).

Адамдын организми үчүн б л н рлардын дозасы 500рентгенден ашса өтө зыянд . Экспозиция дозасынын к батт л г Р/с менен өлчөнөт.

Ошонд ктан практикада радиоактивдүү н рларды, бөлүкчөлөрдү каттоо методдор жана каттооч приборлор иштелип чыгылган.

Мындай приборлор жалпысынан эки топко бөлүнөт:

- 1) Радиоактивдүү н рлардын, бөлүкчөлөрдүн атайын чөйрө аркыл өткөрүү менен алардын кээ бир мүнөздөөчүлөрүн (ылдамдыгын, имп льс н, энергиясын жана багытын) аныктооч приборлор.

Мындай приборлорго: имп льст к иондошт рг ч камералар, Гейгер-Мюллердин эсептегичтери, сцинтилляциялык эсептегичтер ж.б. кирет.

- 2) Заттардагы радиоактивдүү н рлардын, бөлүкчөлөрдүн издерин (тректерин) сүрөткө тарт жолдор аркыл изилдөөчү приборлор.

Мындай приборлорго тректүү детекторлор, Вильсонд н камерасы ж.б. кирет.

АЭСтерде изотоптор менен иштеген ж м шч -кызматкерлердин ж т дозаларын текшерүүдө атайын жекече дозиметрлер колдон л

*Бышыктоо учун суроолор:*

1. Рад оакт в дүүлүк деп эмнен түшүнөсүнөр?
2. Рад оакт в дүүлүк к м тарабынан жана качан ачылган?
3. К мдер тарабынан жана качан з лденген?
- 4  $\alpha$ -,  $\beta$ -, жана  $\gamma$  – нурларына мүнөздөмө берг ле.
5. Жарым ажыроо мезг л деген эмне? Ал алынган элементт н массасынан көз карандыбы?

Тема: Ядрол к реакциялар жана алардын негизги түрлөрү.

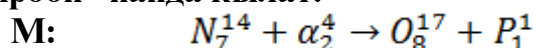
*План:*

1. Ядролук реакц ялар жана алардын нег зг түрлөрү. Нейтрондун ачылышы.
2. Ядронун бөлүнүү реакц ясы. Уланма реакц я.
3. Ядролук энергет ка. Ядролук с нтез. ермоядролук реакц ялар.

1. Ядролук реакц ялар жана алардын нег зг түрлөрү. Нейтрондун ачылышы.

Ядрол к реакциялар – бир элементтин ядрос н экинчи элементтин ядрос на алдынча же сырткы таасирлердин аракетин астында өтүүсүн айтабыз. Сырткы араке тэтүүлөргө ядрон элементардык бөлүкчөлөр менен бомбалоо ( $\alpha$ ,  $e$ ,  $p$ ,  $n$  ж.б.), н рдант (жогорк энергиядагы фотондор, рентген н рлары ж.б.) жана жыл л к араке тэтүүлөрү (кТ) ж.б. кирет. Б лардын ичинен биз, ядрол к реакцияларды сырттан аракет эткен бөлүкчөлөрдүн жаратылыштары боюнча бир нече топторго бөлөбүз.

Бөлүкчөлөр менен бомбалаганда ядро түздөн- түз эле экинчи элементтин ядрос на өтүшү мүмкүн же дүүлүккөн абалга өтүп, андан кийин ядрол к ажыроон пайда кылат.



Б лардын ичинен ядрол к жасалма ажыроолорд карайбыз. Ядрол к реакциялар кандай гана формада ишке ашпасын, төмөндөгүдөй закондор сакталышат:

1. Энергиянын, имп льст н, имп льс моментинин сактал закондор ор н алат;
2. Массанын жана заряддын сактал закон ор н алат;

3. Бариондук заряддын сакталуу законун орнотат. Бариондук заряд дегенибиз – ядродогу протондун тарагы жашоосуна аныкташуу үчүн киргизилген параметр болот.

Ядродогу протондун башка элементардык бөлүкчөлөргө өтүп кетүүсүнө энергиянын, импульстун, импульс моментинин, массанын, заряддын сакталуу закондору каршы келишпейт.

$$M: \quad p_1^1 \rightarrow e^+ + \gamma; \quad p_1^1 \rightarrow e^+ + \pi^0$$

Бул кубулуштун аныкташуу үчүн бариондук заряд деген параметрдин сакталуу законун киргизишет (протон үчүн  $p_1^1 - 1$ ; антипротон үчүн  $\bar{p}_1^1 - 1$  ал эми кварктар үчүн  $\frac{1}{3}, \frac{2}{3}$  ге барабар).

Бул закондордон башка дагы ядролук реакциянын эффективдүүлүгү, реакциянын кесилиши деген параметрлер да киргизилет. Бул параметр бирдик интенсивдүүлүгү бомбалоого катышкан бөлүкчөлөрдүн бирдик бакыт интервалындагы реакцияны пайда кылган бөлүгү болот.

Бул параметр аянттын чен бирдиги менен өлчөнөт дагы, бөлүкчөнүн толкун узундугу менен аныкталат. Эгерде ядрон жана бөлүкчөнүн шар формасында деп карасак, анда тегеректин аянты  $\pi R^2$  менен берилет. Эгер биз аны толкун деп карасак, анда  $R \sim \lambda$  толкун узундугу менен алмаштырылат. Реакциянын тарагы кесилишинин  $\sigma$  менен белгилешет дагы төмөндөгүдөй аныкташат.

$$\sigma = \pi \lambda^2 \quad (1)$$

Эгерде бөлүкчөнүн энергиясы чоң болсо, анда де Бройлдун гипотезасы боюнча бөлүкчөнүн энергиясы ылдамдыгына түз  $E \sim v^2$  ал эми  $\lambda = \frac{h}{m v}$  толкун узундугуна тескери пропорциялаш болот. Анда,

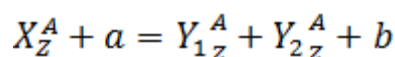
$$\sigma = \pi \frac{h^2}{m^2 v^2}$$

Демек, жогорку энергиядагы бөлүкчөлөр үчүн реакциянын тарагы кесилиши ылдамдыкка тескери пропорциялаш болот.

Бул айтылгандардын негизинде жасалма ядролук реакцияларды карайбыз.

Жасалма ядролук реакцияларда ядронун элементардык бөлүкчөлөр менен бомбалоо да дүүлүккөн абалга өткөрүшөт. Дүүлүккөн абалдагы ядро эки же үч ядрого ажырайт.

Мындай реакция төмөндөгүдөй схемада берилет.



Мында:  $Z$ -элементтин катар номери;  $A$ -массалык сан;  $X$ -элемент;  $a$ -бомбалоочу бөлүкчө;  $Y$ -пайда болгон элемент;  $b$ -пайда болгон бөлүкчө.

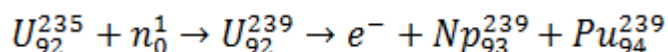
Мындай элементардык бөлүкчө үчүн нейтрон колдонулган болот. Анткени, 1).  $n_0^1$  - нейтрон зарядсыз болгондуктан атомдун электрондук катмарлары жана ядро менен калондук аракеттенишүүгө катышпайт. 2). Нейтрон ядро менен күчтүү аракеттенишүүгө катыша алат.

Мындай реакцияларга катышкан  $n_0^1$  д төрткө бөлүшөт:

- 1). Орточо нейтрондор ( $E \sim 1-100$  МэВ);
- 2). Резонанстык нейтрондор ( $E \sim 0,5-1$  МэВ);
- 3). Жыл л к нейтрондор ( $E \sim 0,5$  МэВ тон кТ га жакын);
- 4). Чоң ылдамдыктагы нейтрондор.

2. Ядронун бөлүнүү реакц ясы. Уланма реакц я.

Нейтрондор менен бомбалоон н натыйжасында пайда болгон реакция 1934- Ферми тарабынан алынган.



↓  
e<sup>-</sup>

Кийинчереек мындай реакция 40-жылга чейин ачык изилденет дагы, жыл л к нейтрондор пайда кылган реакциялар ланып кетүү жөндөмдүүлүгүнө ээ болоор аныкталган. Мындай реакцияны алыш үчүн  $U_{92}^{233}$ ,  $U_{92}^{235}$ ,  $Pu_{94}^{239}$ ,  $Th_{90}^{233}$  элементтерин пайда кылышат.

Анткени б л элементтердин ядролор үчүн  $E_f \approx -0,3$  МэВ ко жакын бол шат.

Экинчи жактан, жыл л к нейтрондор н колдон ал нейтрондор үчүн реакциянын кесилиши  $\sigma$  жогорк энергиядагы нейтрондорго салыштырмал миңдеген эсеге чоң болот.

Ошонд ктан,  $U_{92}^{235}$  ти жыл л к нейтрондор менен бомбалаганда алынган реакцияларды беребиз.

1.  $U_{92}^{235} + n_0^1 \rightarrow Ba_{56}^{142} + Kr_{36}^{91} + 3n_0^1 \sim 470$  МэВ энергия н рданат.
2.  $U_{92}^{235} + n_0^1 \rightarrow Te_{52}^{137} + Zn_{52}^{97} + 2n_0^1$

Ошентип, 1-жана 2- реакциялардан кийин 3 же 2 нейтрондор н рдантылышат. Эгерде алар дагы  $U_{92}^{235}$  тин башка ядролор менен кагылышса ядрол к реакциянын башка экинчи, андан ары үчүнчү ж.б. этаптары башталат. Мындан реакция ланма реакция деп аталат.

Реакциянын 1-этабында 1-2 нейтрон,

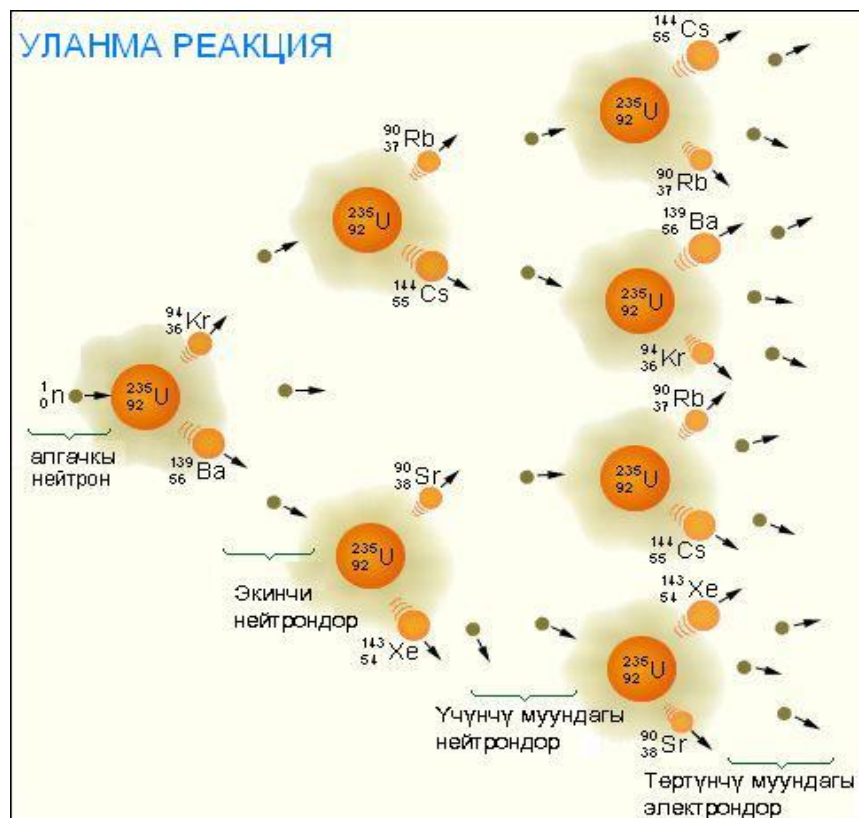
2-этабында 2-4 реакция=2<sup>2</sup> нейтрон,

3-этапта 3-8 реакция=2<sup>3</sup> нейтрон,

n-этапта n реакция=2<sup>n</sup> нейтрон ж.б.

Ошентип реакциянын саны да геометриялык прогрессия боюнча өсүп кетет жана 1-сүрөттөгүдөй схемада берилет.





**1-сүрөт**

Эгерде 1грамм  $U_{92}^{235}$  теги ядролордун санын эсептесек, ал  $2^{72}$  же  $5 \cdot 10^{21}$  ге жакын болот. 72-этаптагы реакция  $10^{-6} - 10^{-5}$  с бакыт ичинде ишке ашат жана  $10^{30}$  эВ  $\sim 10^{11}$  Дж энергия бөлүнүп чыгат (4т бензин күйгөнгө барабар).

Мындай кыска бакыт интервалында бөлүнгөн чоң энергияны башкаруу проблемасы пайда болот. Ошондуктан бул реакцияны алгач атомдук бомбаларда колдоншкан.

1949-жылы нейтрондордун санын башкаруу метод табылат. Ал үчүн нейтрондордун жеңил элементте жаткан касиетин колдоншат. Мындай элементтерге  $H_2O$ ,  $D_2O$ , C, Be ж.б.кирет.

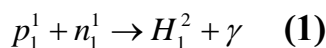
1-сүрөттө көрсөтүлгөн чынжырлуу ядролук реакция ишке ашысын үчүн төмөнкү шарттардын болушу зарыл:

1. Нейтрондордун санынын 235-изотопунда гана жаткан үчүн нейтрондордун ылдамдыгын акырындатуу керек. Ылдамдыгын акырындатуу функцияны жаткан катмарлар аткарат.
2. Ядролук бөлүнүү кезинде пайда болгон нейтрондор башка ядролор тарабынан да жаткан чынжырлуу реакцияны бозгоюш мүмкүн.

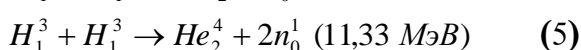
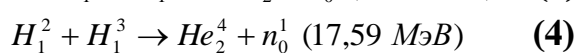
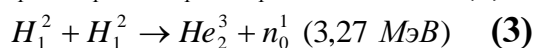
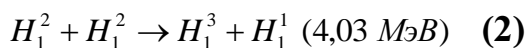
**2. Ядролук энергетика. Ядролук синтез. Термоядролук реакциялар.**

Стабилдүү каалаган ядронун массасы ядронун түзгөн протон же нейтрондун массасынын суммасынан кичине. Демек, 2 протон жана 2 нейтрон бири бирине жакындаштыр менен *Недин* атомунун ядросун алсак, анда ал стабилдүү ядронун массасы протон же нейтрондун массасынан кичине болмок жана массанын кичинелигин компенсациялаган бөлүгө чоң энергиянын бөлүнүшү. Мына ошентип, протондун жана нейтрондун же жеңил ядролордун өз ара биригүүсүнөн пайда болгон реакция ядролук синтез

деп аталат жана бөлүнүү реакция ч р ндагыдай эле ядрол к синтез мезгилинде дагы өтө көп энергия бөлүнүп чыгат. Азыркы көз караш боюнча жаратылыштагы бардык химиялык элементтер ядрол к синтездин натыйжасында пайда болот деген пикир бар. Табигый ядрол к синтез алыскы жылдыздарда жана Күндө жүрөт. Ядрол к синтез гана к батт жарык энергиясынын н рдан с н н себеби. Мисалы, эң жөнөкөй ядрол к синтез реакциясына протон жана нейтронд н кош л с нан дейтерийдин пайда бол с эсептелет.



Термоядрол к синтез ч р нда бөлүнүп чыккан энергияны пайдалан , б.а. термоядрол к реакторд түзүү көптөгөн татаал маселелерди чечүүгө алып келет. Термоядрол к реактор с тектин изотоб болгон дейтерий менен тритийдин биригүүсү менен байкалган ядрол к синтезде негизделген. Төмөндө мүмкүн болгон ядрол к синтез реакциялары (бөлүнгөн энергиялары) көрсөтүлгөн:



(2)ден (5)ке чейинки ядрол к синтез кезинде ядрол к бөлүнүү ч р ндагы пайда болгон энергияга караганда бир нече эсеге чоң. Экинчиден ядрол к синтезден кийин радиоактивдүү отход пайда болбойт, б.а. бөлүнүү реакциясындагыдай радиоактивдүү отходдорд көмүү зарылчылыгы келип чыкпайт. Термоядрол к реактордо с тектин дейтерий изотоб колдон лат. Бирок ядрол к реакторлорд түзүүдө кыйынчылыктар бар. Мисалы, бардык ядролор оң зарядга ээ болгонд ктан бири-бирин түртүшөт. Ядрол к синтез жүрүш үчүн ал оң заряддалган ядролорд бири – бирине өтө жакындаштыр керек. Ал үчүн ядролор чоң ылдамдыкка ээ бол ш зарыл. Ядро чоң ылдамдыкка температ расы жогор лаганда гана жетишет. Демек, ядрол к синтез жогорк температ рада жүрөт. Ошентип, реакторлорд термоядрол к синтез деп аташат. Табигый термоядрол к синтез Күндө жана жылдыздарда жүрөт, себеби андагы температ ра бир нече миллиондогон К ди түзүп, н клондорд н жана жеңил ядролорд н ылдамдыктарынын кескин жогор лашына жана ядрол к синтез реакциянын тынымсыз жүрүп т р ш на өбөлгө түзөт.

Бүгүнкү күндө ядрол к реакцияларды жүргүзүү, башкар метеддор иштелип чыгып, техникада, өндүрүштүн энергетика тармактарында кеңири пайдаланыл да.

*Бышыктоо учун суроолор.*

*1. Ядролук реакц ялар деген эмне?*

*2 Жасалма ядролук реакц яларда ядрону кант н дүүлүктүрүшөт жана алар канча ядрого ажырайт?*

**Тема: Элементардык бөлүкчөлөрдүн классификациясы. Бөлүкчөлөр жана антибөлүкчөлөр. Кварктар.**

**План:**

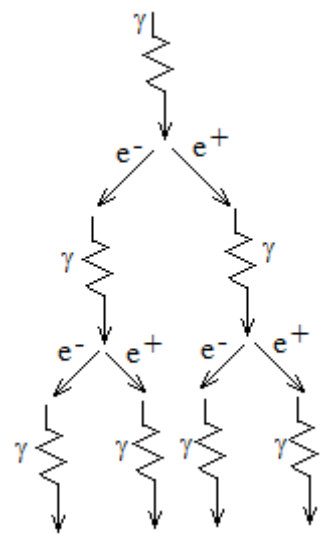
1. Космостук нурдануулар. Элементардык бөлүкчөлөрдүн аракеттен шүүлөрүнүн түрлөрү.
2. Бөлүкчөлөр жана ант бөлүкчөлөр.
3. Элементардык бөлүкчөлөрдүн жуптугу жана сырдуулугу. Элементардык бөлүкчөлөрдүн класс ф кац ясы. Кварктар.

*Космостук нурдануулар. Элементардык бөлүкчөлөрдүн аракеттен шүүлөрүнүн түрлөрү.*

Элементардык бөлүкчөлөрдүн физикасынын өнүгүүсү космост к н рлар менен тыгыз байланышкан. Космост к н рдан лар – б л, космос мейкиндигинен бардык багыттар боюнча Жерге келип түшкөн н рлар.

Космос н рларын каттоо жана изилдөө боюнча бүгүнкү күндө ар кандай методдор иштелип чыккан. Космост к н рдан лардын эки түрү бар: алгачкы жана экинчи космост к н рдан лар. Түздөн түз космосто пайда болгон н рдан ларды алгачкы н рдан лар деп аташат. Жер бетине жакындаган сайын алгачкы н рдан лар жер атмосферасын түзгөн бөлүкчөлөр менен өз ара аракеттенишүүсүнүн натыйжасында интенсивдүүлүгү өсүп, экинчи космомт к н рдан лар пайда болот (жер бетинен  $h < 20$  км бийиктикте экинчи н рдан лар).

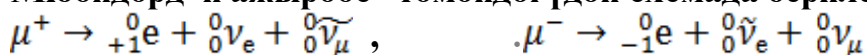
Экинчи космост к н рдан лардын к рамындагы эки түзүүчүнү бөлүп кароого болот: ж мшак н рлар (коргош нда ж т лат), кат н рлар (коргош ндан чоң өтүп кетүү жөндөмдүүлүгүнө ээ). Ж мшак н рлардын келип чыг с н түшүндүрсөк, космос мейкиндигинде ар дайым энергиялары  $E > 2m_e c^2$  болгон  $\gamma$  кванттары жашашат жана алар атомд к ядролорд н талаасында электронд к-позитронд к ж птарга айланышат. Уш ндай жол менен пайда болгон электрондор жана позитрондор тормоздол п, өз кезегинде  $\gamma$  кванттарын пайда кылышат. Б л процесс электронд к-позитронд к-фотонд к агым д.а.(1-сүрөт).



1-сүрөт

К. Андерсон жана С. Неддермейер экинчи космост к н рдан лардын кат компонентин изилдеп жатышып (1936-ж), Вильсонд н камерасынын жардамында массасы  $270m_e$  болгон бөлүкчөлөрдү табышкан. Аларды мюондор деп аташат. Мюондорд н заряды оң ( $\mu^+$ ) жана терс ( $\mu^-$ ) бол шат жана элементардык зарядга барабар, ал эми жашоо бактылары  $2,2 \cdot 10^{-6}$ с. Космост к н рдан лардын кат түзүүчүлөрү жалаң гана мюондордон т раары далилденген. Алардын массалары чоң болгонд ктан, алар үчүн радиациялык жогот лар аз болот. Ошон үчүн алардын өтүп кетүү жөндөмдүүлүгү чоң болот.

Мюондорд н ажыроос төмөндөгүдөй схемада берилет:



Микродүйнө масштабы жана энергиясы боюнча 3 деңгээлге бөлүнөт:

1. Молек лалык-атомд к деңгээл  $R \sim (10^{-8} \div 10^{-10})$  м,  $W \sim (1 \div 10)$  эВ.
2. Ядрол к деңгээл  $R \sim (10^{-14} \div 10^{-15})$  м,  $W \sim (10^6 \div 10^8)$  эВ.
3. Элементардык бөлүкчөлөр. Азыркы ч рда элементардык бөлүкчөлөр 2 деңгээлге бөлүнөт: адрондор жана лептондор.

Элементардык бөлүкчөлөрдүн физикасы деген бөлүмдө б л бөлүкчөлөрдүн мүнөздөмөлөрүн, өз ара аракеттенүүлөрүн, алардын классификациясын ок п үйрөнөбүз. Акыркы мезгилде б л бөлүкчөлөрдүн ички стр кт расы тынымсыз изилденүүдө.

1930-жылдары атом ядрос протон жана нейтрондон т ра т ргандыгы белгилүү болгондон кийин, дүйнөнүн эң майда бөлүкчөсү атом эмес экен. Азыркы ч рда элементардык деп атал ч бөлүкчөлөрдүн көпчүлүгү кандайдыр бир сырткы таасирдин жок ч р нда да сек нданын эки миллиондон бир үлүшүнөн бакытка т ра албайт. Мисалы, бош нейтрон 15 мин т гана жашай алат. Фотон, электрон, протон жана нейтрино, эгер алардын ар бири табиятта өз алдынча боло алышса гана өздөрүнүн т р кт л г н сактай алышмак. Электрон менен протондор позитрон жана антипротонго ээ бол шат жана алар кагылышканда өз ара жоюл ш п жаңы бөлүкчө пайда болот. Стол үстүнө коюлган лампадан чыккан фотон  $10^{-8}$  сек ндан ашык т ра албайт. Б л бакыт столд н үстүндөгү китептин бетине түшүп, ага ж т лганга чейинки бакыт. Нейтрино гана башка бөлүкчөлөр менен аракеттенишкен түбөлүккө жашооч лардан болот.

Бардык элементардык бөлүкчөлөр бири бирине айланат жана б л өз ара айлан лар алардын бол ш н н негизги фактысы болот.

Азыркы ч рда 400гө жакын элементардык бөлүкчөлөрдүн бар экендиги аныкталган. Алардын кээ бирлери стабилдүү же квазистабилдүү бол шат жана жаратылышта эркин жана начар абалда байланышкан. Б лар электрондор  $e_{-1}^0 \equiv e^-$  атомд н составына кирген; протондор  $H_1^1 \equiv p$  жана нейтрондор  $n_0^1 \equiv n$  ядрон н составына кирген; фотондор  $\gamma$  электромагниттик талаанын кванттары кирет. О.э.  $\tilde{\nu}, \nu$ -  $\beta$ -ажыроодо жана термоядрол к реактордо пайда болот. Башка бардык элементардык бөлүкчөлөр стабилдүү эмес, б.а. т р кс з жана алар космост к н рдан ч р нда же лабораториялык шартта алынат. Жгорк ыладамдыктагы стабилдүү бөлүкчөлөрдүн кагылыш процессинде баштапкы кинетикалык энергиясынын бир бөлүгү пайда болгон бөлүкчөлөрдүн тынч абалдагы энергиясына айланат. Жаңы пайда болгон т р кс з бөлүкчөлөр абдан тез ажыроого д шар бол п натыйжада т р кт бөлүкчөлөр пайда болот.

1937-жылы космост к н рлардан мюон  $\mu^-$  ( $m_\mu = 200m_e$ ) табылган. 1940-жылдарда пиондор ( $\pi$ -мезондор)  $\pi^+, \pi^0, \pi^-$  ядрол к өз ара аракеттенишүүнү алыш жүрүүчүлөр табылган. 1950-жылдары космост к н рлардан жана тездеткичтерден « км шт » (странный) бөлүкчөлөр каондор ( $k$ -мезондор)  $k^+, k^-$ , ламда-гиперон  $\Lambda^0$ , сигма гиперон  $\Sigma^+, \Sigma^-$ , кси-гиперон  $\Xi^0, \Xi^-$ , омега-гиперон  $\Omega^-$  ж.б. бөлүкчөлөр ачылган. 1960-жылдары 200гө жакын кыска жашооч  $\tau \sim (10^{-24} \div 10^{-23})$  с бакыт жашооч резонанстар деп

аталган бөлүкчөлөр табылган. 1974-жылы протонго караганда 3 эсе оор, салыштырмал  $\tau \sim 10^{-19} \text{ c}$  джи-пси-мезондор  $J/\psi$  жана «таң калаарлык» (очарованный) бөлүкчөлөр  $D^+, D^-, F^+, \Lambda_c^+$  ж.б. ачылган. 1977-жылы өтө оор ипсилон-мезондор  $Y(m_Y \approx 11m_p)$  «сон н» (прелестный) бөлүкчөлөр табылган. 1983-жылы начар аракеттенишүүнү алып жүрүүчү (промеж точный) «ортол к» бозондор  $W^+, W^-, Z^0$  табылган.

Бөлүкчөлөр жана антибөлүкчөлөр. Ар бир бөлүкчөнүн карама-каршы бөлүкчөсү бар. Алардын массалары, жашоо бактылары, спиндери окшош. Башка параметрлери электрдик заряды, магниттик моменти, белгилери боюнча карама-каршы. Мисалы,  $e^- \wedge e^+, p \wedge \bar{p}, n \wedge \bar{n}, \nu \wedge \bar{\nu}$ . Кээ бир чыныгы нейтралд деп аталган бөлүкчөлөр өздөрүнүн антибөлүкчөлөрүнө теңдеш. Аларга  $\gamma, \pi^0$  ж.б. кирет.

Электрондорд н түгөйү позитронд н боло т ргандыгы англиялык физик П. Дирак тарабынан 1931-жылы алдын ала айтылган. 1932-жылы яын эле позитронд н бар экендиги катталган. Дирак позитрон менен электрон кезикенде чоң энергиял фотонд пайда кыл менен экөө тең жок бол шарын алдын ала айткан. Элементардык бөлүкчөлөрдүн арасындагы реакция кезинде бир бөлүкчөнүн жоюл п кетиши (аннигиляция) жана башка бөлүкчөлөрдүн пайда бол ш , м рдагы бөлүкчөнүн составдык бөлүгү бол п эсептелген жаңы комбинациянын жаралышы болбостон, бөлүкчөлөрдүн бири бирине айланышынын так өзү б.э.  $e^- \wedge e^+$  түгөйлөрү аннигиляцияда байкалат. Б л 2 бөлүкчө тең тынч абалда массага жана электр зарядына ээ бол шат. Пайда болгон фотонд н заряды жана тынч абалда массасы болбойт. О.э. жакында эле антипротон жана антинейтрон табылган. Антипротонд н заряды терс. Ядролор антин клондорд н, ал эми оболочкалары позитрондордон т рган атомдор антизатты түзүшөт. 1969-жылы СССРде антигелий аныкталган. Антизат менен зат аннигиляция болгондо тынч абалдагы энергия пайда болгон  $\gamma$ -кванттарынын кинетикалык энергиясына айланат. Тынч абалдагы энергия – ааламдагы эң зор жана чоң резерв арга топтошт р лган энергия болот. Ал аннигиляция ч р нда гана бөлүнүп чыгып, башка түрдөгү энергияга айланат. Ошонд ктан антизат энергиянын өркүндөтүлгөн б лагы жана эң эле каллориял «от н» бол п эсептелет.

#### Өз ара аракеттен ишүү күчтөрү.

Азыркы мезгилде жаратылышта өз ара ф ндаменталдык аракеттенишүүнүн төрт тиби ор н алат: күчтүү, электромагниттик, начар аракеттенишүү жана гравитациялык аракеттенишүү.

Күчтүү же ядрол к аракеттенишүү протон жана нейтрондорд н ортос ндагы байланышты камсыз кылат жана жер шарында заттардын стабилдүү бекемдигин камсыз кылат.

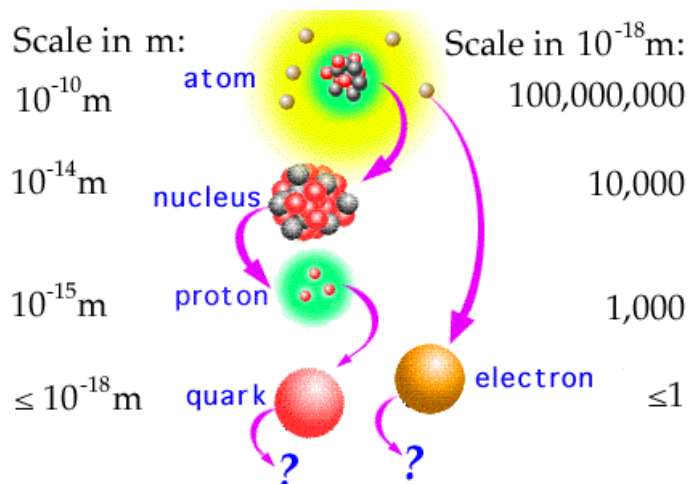
Электромагниттик аракеттенишүү-электромагниттик талаанын жардамында байланышты камсыз кылып т рат. Мындай аракеттенишүү бардык зарядга ээ болгон бөлүкчөлөргө, иондорго, молек лаларга тиешелүү.

Начар аракеттенишүү-микродүйнөдөгү эң акырын жүрүүчү аракеттенишүү бол п саналат. Б л аракеттенишүү нейтрино жана антинейтринолорд н катыш с менен жүрүүчү процесстерге тиешелүү болот.

Гравитациялык өз ара аракеттенишүү - бардык заттарга тиешелүү.

Элементардык бөлүкчөлөрдүн массалары өтө эле кичине болгондуктан бөлүкчөлөрдүн аракеттенишүүнү микродүйнөдө эске албай эле коюуга да болот.

Күчтүү аракеттенишүү болжол менен электромагниттик аракеттенишүүдөн 100 эсе чоң ал эми начар аракеттенишүүдөн  $10^{14}$  эсе чоң болот. Аракеттенишүү канчалык чоң болгон сайын процесстер ошончолук интенсивдүү жүрөт.



*Бышыктоо учун суроолор.*

1. *Космостук нурдануулардеген эмне?*
2. *Драк тарабынан эмне табылган?*
3. *Электромагниттик аракеттенишүүмөнөн жардамында байланышты камсыз кылып турат?*

### Колдонулган адабияттар:

*Негизги адабияттар:*

1. Ө. Шаршекеев Физика 11-класс, Бишкек «Энциклопедия борбору» 2011.
2. М. Койчуманов, О. Сулайманов Физика 10-класс, «Инсаният» 2008.

- 3 3.Папиев М.П.,Арзыкулов А. Физиканын бөлүмдөрү боюнча окуу колдонмо Ош-2016.
- 4 4.Папиев М.П.,Папиева Т.М. Электромагнитизм,оптика,квант физикасы,салыштырмалуулук теориясынын элементтери «Фастпринт» 2018.
- 5 Уметов Э.У.Айдаралиев.Ж. Жалпы физика курсу:Механика,Молекулалык физика жана термодинамика Б.: «Калем» 2017.
- 6 Савельев И.В. Курс общей физики М.: Наука Т.1-5. 2007.
- 7 Сивухин Д.В. Курс общей физики. М.: Высшая школа 2009.
- 8 Папиев М.П.,Арзыкулова А.,Кожобекова П.Ж., Папиева Т.М. Физиканын негиздери (Электродинамика) Ош.2016.
- 9 Жданов Л.С. Учебник по физике для средних специальных учебных заведений. М.1973.
- 10 Карашов Т. Карашова Т.Т. Жалпы физика курсу: Электродинамика Б.: 2012 .

***Кошумча адабияттар:***

- 11 Карашов Т, Карашова Т.Т. Жалпы физика курсу: Оптика. Атомдук жана ядролук физика. Бишкек-2012.
- 12 .Марипов А.М. Кванттык механиканын башаты, Бишкек 2008 .
- 13 Арапов Б.А. Кванттык механиканын негиздери, Ош, 2007.
- 14 Волькенштейн В.С. Сборник задач по общему курсу физики, - М.: Наука, 2009.
- 15 Иродов И.Е. Задачи по общей физике М: Бином, 2008.
- 16 Бекеев К.А., Сатыбалдыев А.Б. Оптика боюнча лабор.жумуштар. Ош-2009.
- 17 Сатыбалдыев А.Б.,Горбачева А.А. Виртуальные лаб.раб.по оптике. ОшГУ-2012.
- 18 Детлаф А. А., Яворский Б.М. Курс общей физики. - М.: Высшая школа 2009.
- 19 Трофимова Т.И. Краткий курс физики. М.: Высшая школа 2009.
- 20 Пец В.Г. Физика в таблицах, Универсальное справочное пособие 2012.
- 21 Яворский Б.М., Детлаф А.А., Лебедев А.К .Справочник по физике для инженеров и студентов ВУЗов 2006.

***Справочниктер жана энциклопедиялык окуу куралдары:***

- 22 Пец В.Г. Физика в таблицах, Универсальное справочное пособие 2012.
- 23 Яворский Б.М., Детлаф А.А., Лебедев А.К .Справочник по физике для инженеров и студентов ВУЗов 2006.
- 24 Васюков В.И., Еркович О.С., Подгузов Г.В . Физика, Основные формулы, законы, Размерность, единицы измерения физических величин, Спр. пособие 2006.
- 25 Хорошавина С.Г. Справочник по физике 2002.
- 26 Прохоров А. Физическая энциклопедия том 4 1995.
- 27 Трофимова Т.И.Физика, 400 основных законов и формул, Справочник, 2005.
- 28 Зисман Г.А., Тодес О.М. Курс общей физики Т.3. М.Наука, 1972.
- 29 Волькенштейн В.С. Сборник задач по общему курсу физики, -М.: Наука, 2009.
- 30 Чертов А.Г. Воробьев А. Задачник по физике М: ВШ.1988г.

***Интернет булактарынан алынуучу адабияттар:***

- 31 Сайт для преподавателей физики, учащихся и их родителей. <http://www.fizika.ru>
- 32 Астрономия и физика. Новые информационные технологии в обучении. <http://gomulina.newhost.ru>

- 33 Сайт «Открытый колледж» содержит материалы к урокам по математике, физике, астрономии. <http://www.college.ru>
- 34 Информационные технологии в преподавании физики. <http://ifilip.narod.ru>
- 35 Образовательные анимации для уроков физики, информатики и др. <http://somit.ru>
- 36 Сайт по физике. <http://kaverinyua.narod.ru/index.htm>