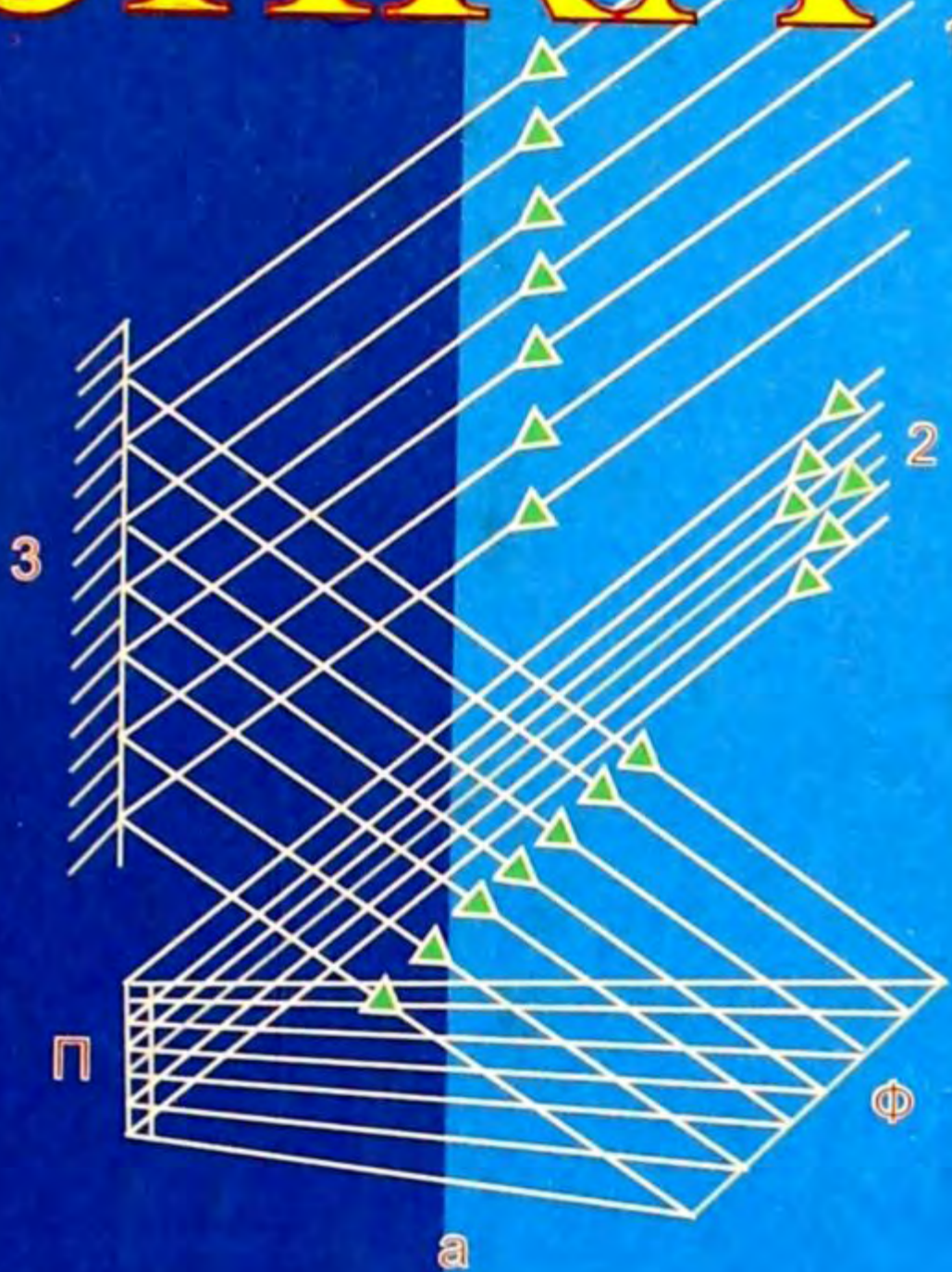
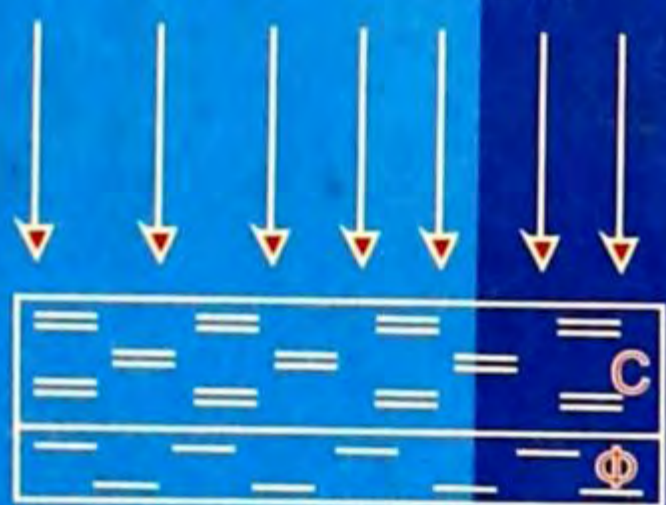


Ө. ШАРШЕКЕЕВ



11

ФИЗИКА



**КЫРГЫЗ РЕСПУБЛИКАСЫНЫН
МАМЛЕКЕТТИК ГЕРБИ**



**КЫРГЫЗ РЕСПУБЛИКАСЫНЫН
МАМЛЕКЕТТИК ТУУСУ**



КЫРГЫЗ РЕСПУБЛИКАСЫНЫН МАМЛЕКЕТТИК ГИМНИ

Тексттин авторлору:
Ж. Садыков менен Ш. Кулуев.

Музыкасынын авторлору:
Н. Давлесов, К. Молдобасанов.

Ак мөңгүлүү аска-тоолор, талаалар,
Элибиздин жаны менен барабар.
Сансыз кылым Ала-Тоосун мекендеп,
Сактап келди биздин ата-бабалар.

Кайырма: Алгалай бер, кыргыз эл,
Азаттыктын жолунда.
Өркүндөй бер, өсө бер,
Өз тагдырың колунда.

Байыртадан бүткөн мүнөз элиме,
Досторуна даяр дилин берүүгө.
Бул ынтымак эл бирдигин ширетип,
Бейкуттукту берет кыргыз жерине.

Кайырма.

Аткарылып элдин үмүт-тилеги,
Желбиреди эркиндиктин желеги.
Бизге жеткен ата салтын, мурасын,
Ыйык сактап урпактарга берели.

Кайырма.

Ө. ШАРШЕКЕЕВ

ФИЗИКА

Жалпы билим берүүчү орто мектептин XI классы
үчүн окуу китеби

*Кыргыз Республикасынын Билим берүү жана
илим министрлиги бекиткен*

450

ОШ МАМЛЕКЕТТИК УНИВЕРСИТЕТИ
КИТЕПКАНА

КЧБ № 971076

БИШКЕК – 2011
ЭНЦИКЛОПЕДИЯ БОРБОРУ

УДК 373.167.1

ББК 22.3

Ш-26

Шаршекеев Өзгөрүш

Ш-26

Физика: Жалпы билим берүүчү орто мектептин 11-кл. үчүн окуу китеби. Б.: Энциклопедия борбору, – 2011. 212 б.

ISBN 978–9967–14–070–7

Бул окуу китебине физика курсунун электродинамика бөлүмүнүн уландысы, оптика, салыштырмалуулук теориясынын элементтери, атомдук жана ядролук физика, ошондой эле элементардык бөлүкчөлөр жөнүндө түшүнүктөр берилди. Ар бир параграфтын аягына суроолор коюлду, көнүгүүлөр, лабораториялык иштер каралды.

4306021200

Ш

М 454(11) –11

УДК 373.167.1

ББК 22.3

ISBN 978–9967–14–070–7

© Шаршекеев Ө., 2011.

© Энциклопедия борбору, 2011.

БАШ СӨЗ

Жалпы билим берүүчү орто мектептердин XI классына арналган бул окуу китеби физиканы окутуу боюнча сунуш кылынган программанын негизинде жазылды. Бул китепте X класста окутулган электродинамиканын уландысы жана жарык кубулуштарынын кыскача баяндамасы катары «Оптика» бөлүмү камтылды.

Эйнштейндин салыштырмалуулук теориясы азыркы кездеги физиканын (релятивисттик физиканын) негизин түзөт. Андан келип чыккан эффекттер (узундук, убакыт, массанын ылдамдыктан көз карандылыктары) бүгүнкү күндө микробөлүкчөлөрдү кубаттуу ылдамдаткыч аркылуу изилдөөдө толугу менен далилденген. Аталган эффекттер инженердик эсептөөлөрдө жогорку тактыктарды берүүдө.

Эйнштейндин салыштырмалуулук теориясы жөнүндө кыргыз тилиндеги окуу китептеринде, ал түгүл популярдык китепчелерде да маалыматтар жетишерлик денгээлде бериле элек. Мына ушуга байланыштуу программада берилген «Салыштырмалуулук теориясынын элементтери» бөлүмү кененирээк каралды. Лоренцтин өзгөртүп түзүүсү жана андан алынуучу эффекттер, релятивдик теорияда ылдамдыктарды кошуу да берилди. Салыштырмалуулук теориясын өтүүгө программада 6 саат убакыт каралган. Биздин оюбузча калган материалдар кошумча сабак катары өтүлсө, окуучуларга бир кыйла пайдалуу болот.

Акыркы бөлүм «Атомдук жана ядролук физика» деп аталып, атомдордун жана ядролордун түзүлүшү, элементардык бөлүкчөлөр жөнүндө түшүнүктөр берилди.

Ар бир параграфтын аягына ошол параграфта каралган материалдын негизги мазмунун ачууга тиешелүү болгон суроолор коюлду, бөлүмдүн аягына ошол бөлүмдө камтылган физикалык кубулуштарды практикалык колдонууга ылайыкталган маселелер чыгарылышы менен берилип, анын уландысы катары көнүгүүлөр келтирилди. Китептин акырында физикада кезигүүчү негизги турактуу чондуктар жана айрым физикалык чондуктардын бирдиктери берилди.

Бул китептин кол жазмасы физика курсун окутууда көп жылдык тажрыйбасы бар окумуштуу профессорлор: Кыргыз Республикасынын УИАнын корреспондент-мүчөсү Э. М. Мамбеткунов, физика-математика илимдеринин кандидаттары Т. К. Карашев жана М. Т. Токтогулов, ошондой эле жалпы билим берүү орто мектептин жогорку класстарына физика сабагын узак жылдар окутуп келген Кыргыз Республикасынын Эл агартуусуна эмгек синирген кызматкер А. Байсеркеев тарабынан окулуп чыгып, баалуу сунуштарды алды. Физика боюнча XI класстын окуу

программасына лазер нурлары, голография жөнүндө кыскача түшүнүктөр кошумча окуу үчүн киргизилгени белгилүү. Окуу китепке кирген Оптиканын аталган багыттары боюнча жазылган материалдарда Кыргыз-Россия Славян университетинин Оптоэлектроника лабораториясынын башчысы, техника илимдеринин кандидаты, тажрыйбалуу илимпоз-адис А. А. Жээнбековдун сунуштары эске алынды.

Бул китептин кол жазмасын карап чыгууда айткан сын пикирлери үчүн анын сапатынын жакшырышына көмөктөш болгон кесиптештериме терең ыраазычылык билдирем.

Автор

1-ГЛАВА

ТУРАКТУУ ЭЛЕКТР ТОГУ. ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

§ 1. Турактуу токтун магнит талаасы. Эрстед тажрыйбалары

Ток өтүп жаткан ар бир өткөргүч өзүнүн айланасында электр талаасынан айырмаланган талааны пайда кылат. Бул талаа ток өтүп жаткан башка өткөргүчкө таасир этет.

Бир-биринен белгилүү аралыкта жайгашып, электр тогу өтүп жаткан өткөргүчтөрдүн өз ара аракеттенүүлөрүн пайда кылуучу материянын өзгөчө түрү *магнит талаасы* деп аталат. Магнит талаасы кыймылдагы электр заряддары же өзгөрмө электр талаасы аркылуу пайда болорлугу жана кыймылдагы заряддарга гана таасир этери изилдөөлөр аркылуу аныкталган. Бул болсо, тажрыйба жүзүндө мейкиндикте магнит талаасынын пайда болушу үчүн кыймылдагы заряддардын жардамы, же болбосо бул мейкиндикке тогу бар өткөргүчтү жайгаштыруу гана жетиштүү экендигин билдирет.

1820-жылы Даниялык физик Г. Эрстед (1777–1851) биринчи болуп тогу бар өткөргүчтүн айланасында магнит талаасынын пайда болорун аныктаган. Бул ачылыш физиканын жаңы тармагы болгон электромагнетизмдин пайда болушуна алып келген. Эрстеддин тажрыйбасында ток өткөрүүчү зым учтуу нерсенин учуна орнотулган магнит жебесинин үстүнө тартылат. Ток жиберилгенде жебе айланып зымга перпендикулярдуу абалга келет. Токтун багытынын өзгөрүшү жебени карама-каршы жагына бурат. Эрстеддин бул тажрыйбасынан магнит талаасы багытка ээ экендиги, демек вектордук чоңдук менен мүнөздөлө тургандыгы келип чыгат.

Эгер мейкиндикте тогу бар эки өткөргүч болсо, анда алардын айланасында пайда болгон магнит талаалары бир-бирине кошулуп мейкиндиктеги чөйрөгө жыйынтыктоочу магнит талаасын пайда кылат. Бул талаа кошулган магнит талааларынын ар биринен күчтүү да, күчсүз да болушу мүмкүн. Муну текшерип үчүн төмөнкү тажрыйбаны жүргүзөбүз.

Бирдей эки катушканы бириктирип, ар бирине бирдей багыттагы ток жиберибиз (1-сүрөт). Андан алыс эмес аралыкка ошол эле багытта тогу бар үчүнчү катушканы жайгаштырабыз.



1-сүрөт.



2-сүрөт.

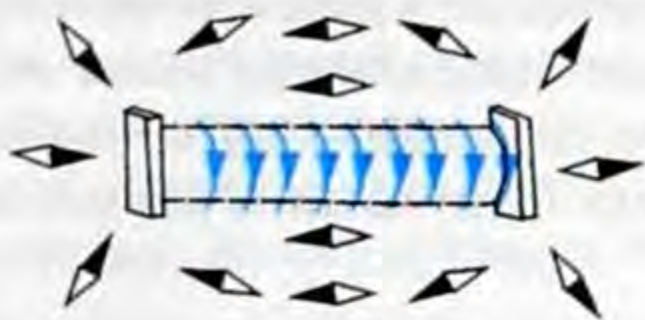
Тогу бар эки катушка пайда кылган магнит талаасы күчтүү болуп, үчүнчү катушканы өзүнө тартат. Ал эми бириктирилген эки катушканын ар бирине карама-каршы багыттагы ток жиберсек, магнит талаалары күчсүз болуп, үчүнчү катушкага байкаларлык деңгээлде таасир эте албайт (2-сүрөт). Демек, бир багыттагы токтордун магнит талаалары бири-бирин күчөтөт ал эми, карама-каршы багыттагы токтордуку бири-бирин начарлатат деген жыйынтыкка келебиз.

- ? 1. Магнит талаасы деп эмнени айтабыз?
2. Эрстеддин тажрыйбалары эмнени аныктайт?

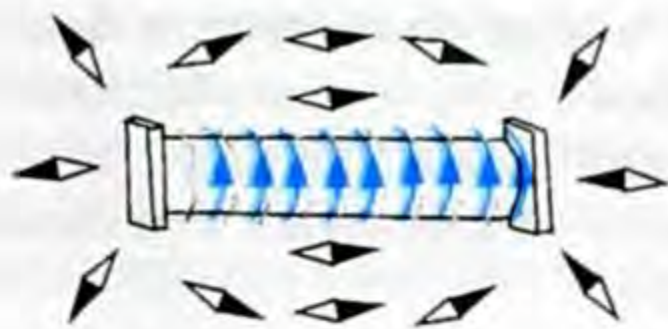
§ 2. Токтун багыты менен ал түзгөн магнит талаасынын күч сызыктарынын багыттарынын өз ара байланышы. Бурама эрежеси

Токтун багыты менен ал түзгөн магнит талаасынын күч сызыктарынын багыттарынын өз ара байланышын аныктоо үчүн зымдын оромунан турган катушкага ток жиберибиз. Катушканы айланта магнит жебелерин жайланыштырабыз. Ток пайда кылган магнит талаасынын ар түрдүү чекитинде жебелердин (стрелкалардын) түрдүүчө багытталаарын байкайбыз (3-сүрөт). Катушкадагы токтун багытын өзгөртсөк, анда жебелер да өздөрүнүн багытын өзгөртөт. Алардын ар бири 180° ка бурулат, б. а. өздөрүнүн багытын карама-каршы багытка өзгөртөт (4-сүрөт). Магнит талаасынын жебелерге мындай таасир кылышы, анын багыттуулугун көргөзө турганы 1-параграфта айтылган.

Өткөргүчтөгү токтун багытын өзгөрткөндө магнит талаасынын багытынын карама-каршы багытка өзгөрүшү токтун багыты менен ал түзгөн магнит талаасынын күч сызыктарынын багыттары өз ара байланышта экендигин көргөзөт. Бул байланышты ачык байкаш үчүн дагы бир тажрыйбаны карап көрөлү.



3-сүрөт.



4-сүрөт.

Картондун ортосун тешип, өткөргүчтү ага перпендикулярдуу абалда жайланыштырабыз. Картондун бетине темир таарындыларын жукараак себелеп коёбуз. Өткөргүч аркылуу ток жибергенден кийин картонду акырын кыймылдатып койсок темирдин таарындылары өткөргүчтүн айланасында борбордош айланалар боюнча жайланышканын байкайбыз. Аны схема түрүндө 5-сүрөттөн көрүүгө болот. Магнит жебесиндеги *S* тамгасы түндүк уюлду, ал эми *N* тамгасы түштүк уюлду көрсөтөт. Магнит талаасында темирдин таарындыларынын ар бири кичине магнит жебеси сыяктуу болуп жайгашат. Темир таарындыларынын ар бири узуну боюнча ошол жердеги магнит талаасынын багыты менен дал келишкендей болуп багытталат. Демек мындан, магнит жебелеринин милдетин аткаруучу таарындылардын тогу бар өткөргүчтүн айланасына жайланышы боюнча бир чекиттен экинчи чекитке өткөндө магнит талаасында аракет кылуучу күчтүн багыты кандай өзгөрө тургандыгын байкоого болот.

Магнит талаасындагы каалаган чекитке жайгашкан кичине магнит жебелери боюнча багытталган сызыктар магниттик күч сызыктар деп аталат. Магниттик күч сызыктардын башталышы да, акыркы учу да болбойт – алар дайыма туюк болот. Токтун багытын өзгөртсөк өткөргүчтүн сыртындагы талаанын жалпы көрүнүшү өзгөрбөйт, бирок магнит жебелери 180° ка айланат (5-сүрөт, б). Бул тажрыйба өткөргүчтөгү токтун багыты өзгөргөндө талаанын ар бир чекитинде таасир этүүчү магниттик күчтөрдүн багыты да өзгөрөрүн көргөзөт.

Магниттик күч сызыктардын багыты ошол күч сызыктарда жайгашкан магнит жебесинин түндүк уюлу көрсөткөн багытка дал келет. Мейкиндиктин ар бир чекити аркылуу бир гана магниттик күч сызык өтөт. Демек, бул сызыктар бири-бири менен эч качан кесилишпейт. Электр тогунун магниттик касиети белгилүү боло элек кезде, электр заряддары сыяктуу эле жаратылышта эки ар түрдүү магнит заряддары да болот деп болжолдонгон. Бирок туюк эмес магниттик күч сызыктардын болбостугу жаратылышта магниттик заряддардын болбостугун далилдейт. Чындыгында, эгер магнит талаасы магниттик заряддар аркы-

луу пайда боло турган болсо, анда анын күч сызыктары туюк болбойт эле, бул заряддардын биринде башталышы жана экинчисинде аягы болмок. Ал эми электр заряддары пайда кылган электр талаасынын күч сызыктарынын башталышы да, аягы да болот.

Күч сызыктары дайыма туюк болгон талаа куюндуу талаа деп аталат. Магнит талаасы электр-статикалык же гравитациялык талаалардан айырмаланып, куюндуу талаа болуп эсептелет.

Токтун магнит талаасынын күч сызыктары өткөргүчтү курчаган туюк ийри сызыктар болушарын көрдүк. Айрым алганда, түз токтун магниттик күч сызыктары 5-сүрөттө темир таарындылардын жайланышы көрсөткөндөй, борбору ток өтүп жаткан өткөргүчтө болгон борбордош айланалар болушат.

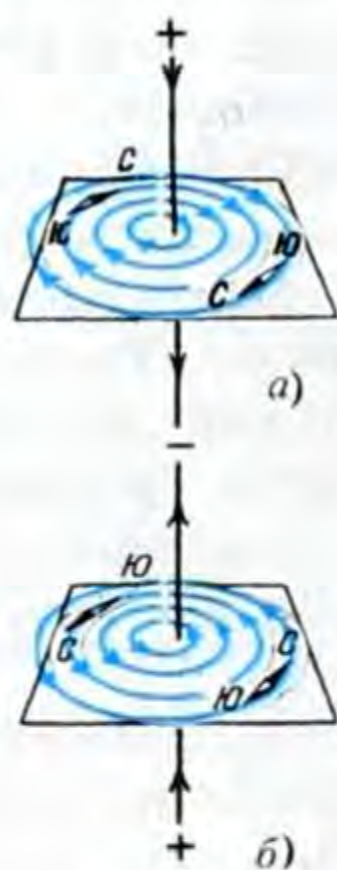
Токтун магнит талаасынын күч сызыктарынын багытынын токтун багыты менен байланышын аныктоо үчүн таарындынын ордуна магнит жебесин пайдалануу ыңгайлуу. Жебелерди ток өтүп жаткан өткөргүчтүн айланасына жайгаштырып, күч сызыктарынын багытын аныктайбыз. Эгерде өткөргүчтөгү токтун багытын карама-каршы жакка өзгөртсөк, анда магнит жебелери

180°ка бурулат. Бул болсо, магнит талаасынын күч сызыктарынын багытынын тийиштүү багытка өзгөргөндүгүн көрсөтөт (5-сүрөт, б). Ошентип, токтун багыты менен ал түзгөн магнит талаасынын күч сызыктарынын багыты өз ара байланышкан багыттар болушат. Бул байланыш төмөнкү эреже менен аныкталат.

Эгерде бураманын учунун алга умтулган кыймыл багыты өткөргүчтөгү токтун багыты менен дал келсе, анда бураманын туткасынын айлануу багыты өткөргүчтүн айланасында пайда болгон магнит талаасынын күч сызыктарынын багыты менен дал келишет. Бул эреже бурама эрежеси деп аталат (6-сүрөт).

Көпчүлүк учурда, практика жүзүндө, тогу бар түз сызыктуу өткөргүчтөн башка дагы айлана түрүндө ийилген жана катушканын сыртына оролгон өткөргүчтөр аркылуу токтун өтүшү колдонулат. Мындай токтор үчүн дагы бурама эрежеси жарактуу.

Мисалга ток тегерек формасындагы өткөргүч боюнча өтүп жатат дейли. Анда магнит талаасынын багыты менен токтун багытынын орундарын алмаштыруу ыңгайлуу (7-сүрөт). Бураманын туткасын токтун багыты боюнча бураса, анда



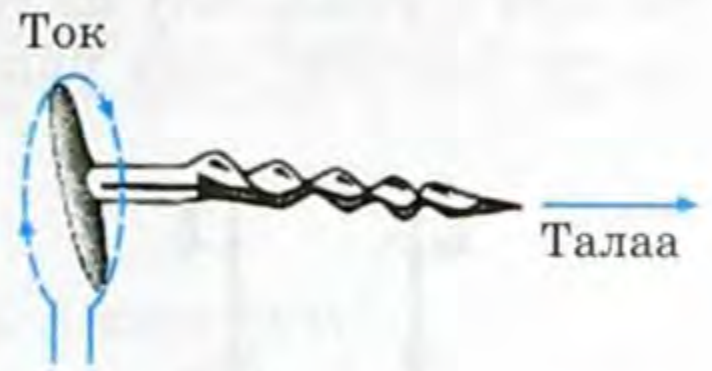
5-сүрөт.

бураманын учунун кыймылынын багыты тегерек токтун ичиндеги магнит талаасынын багытын көрсөтөт.

Зымдардын көп оромолорунан түзүлгөн соленоид деп аталуучу катушка аркылуу ток өткөндө пайда болуучу магнит талааларын, ар бир оромдун тогу аркылуу түзүлгөн магнит талаала-

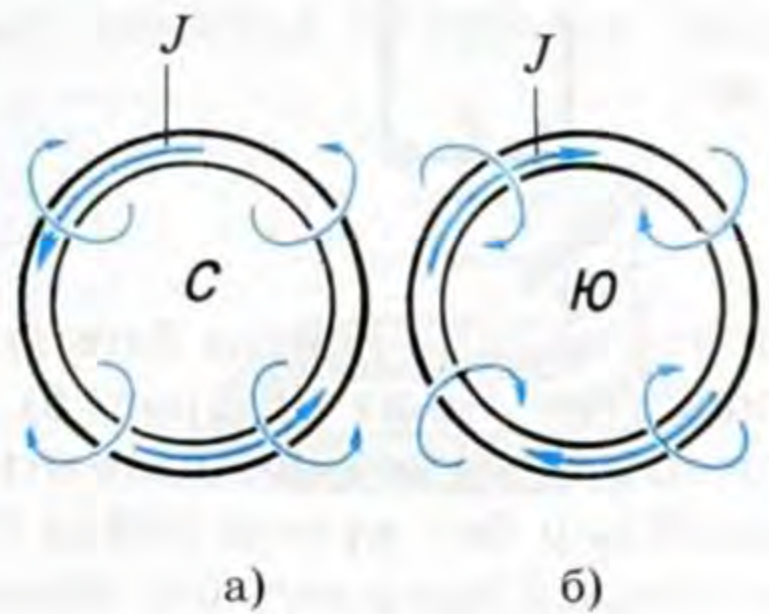


6-сүрөт.



7-сүрөт.

рынын кошундусу катары кароого болот. Катушканын оромолорундагы токтун багытын билип, анын уюлдарын бураманын эрежеси аркылуу аныктай алабыз. Тегерек токтогудай эле, бураманын туткасын ток боюнча айлантып, анын учунун кыймылы аркылуу катушканын магнит талаасынын күч сызыктарынын багытын, анын уюлдарын аныктоого болот. Катушканын оромолорундагы ток байкоочу үчүн сааттын жебесине каршы өткөндөй болуп көрүнгөн учу катушканын түндүк уюлун берет (8-сүрөт, а).



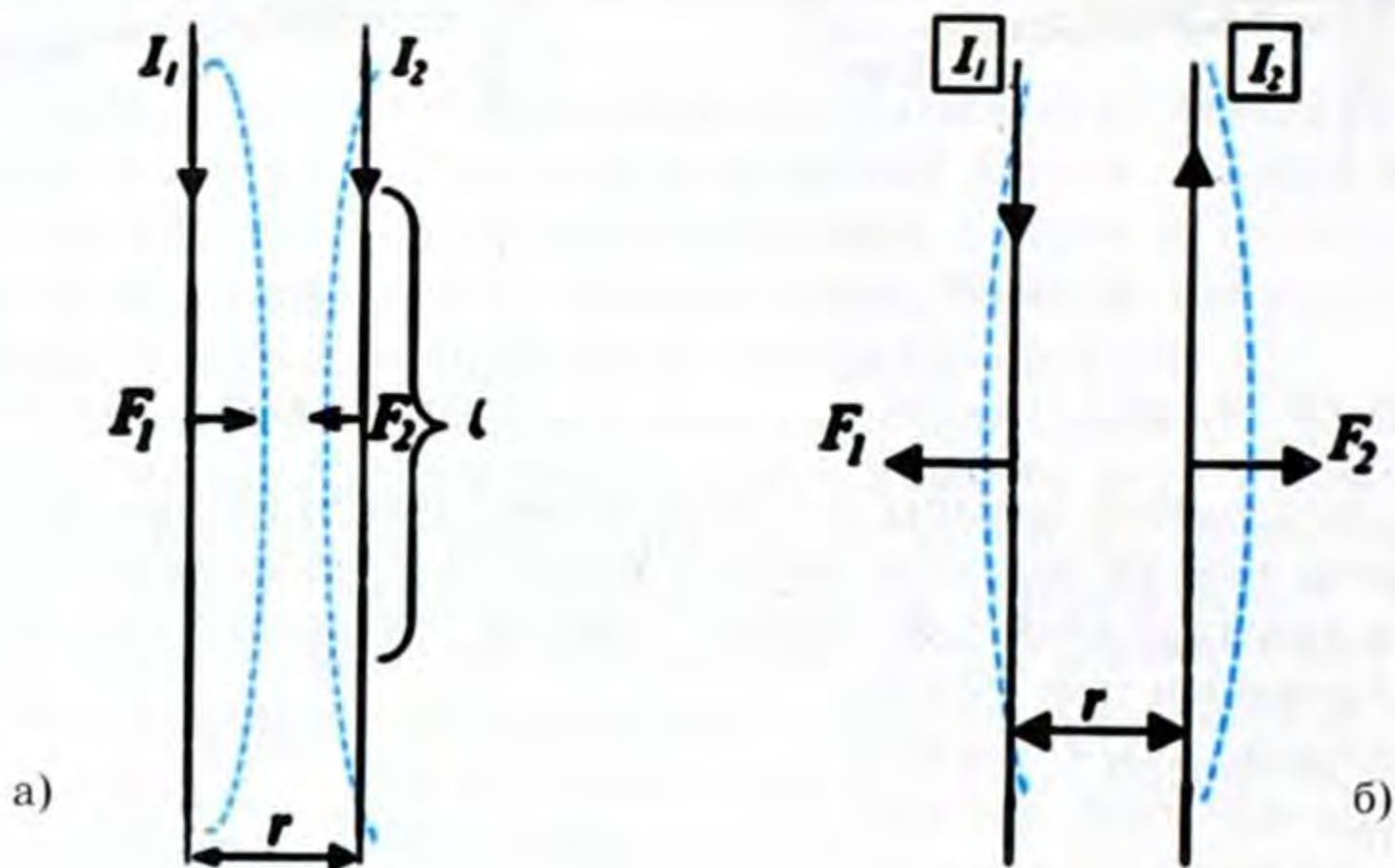
8-сүрөт.

Ал эми, катушканын экинчи учу түштүк уюл болот, мында ток оромону сааттын жебеси боюнча айланып өтөт (8-сүрөт, б).

1. Магнит талаасынын багыттуулугун кантип аныктоого болот?
2. Токтун багыты менен ал түзгөн магнит талаасынын күч сызыктарынын багыттары өз ара байланышта экендигин кантип аныктайбыз?
3. Магниттик күч сызыктар деп эмнени айтабыз?
4. Жаратылышта магниттик заряддын болбостугу эмне менен далилденет?
5. Кандай талаа куюндуу деп аталат?
6. Бурама эрежеси менен эмне аныкталат?

§ 3. Тогу бар өткөргүчтөрдүн өз ара аракеттенүүсү

Бири-биринен анча алыс эмес r аралыгында өз ара жарыш (параллель) жайгашкан эки өткөргүчтү алабыз. Өткөргүчтөр аркылуу ток өткөн учурда алар өз ара аракетке келишип, бири-бирине тартылышат же түртүлүшөт. Өткөргүчтөрдөгү ток бир багытта болгондо алар бири-бирине тартылышат (9-сүрөт, а). Ал



9-сүрөт.

эми ток карама-каршы багытта болушса, өткөргүчтөр бири-биринен түртүлүшөт (9-сүрөт, б). Мындан тогу бар өткөргүчтөрдү курчап турган мейкиндикте өткөргүчтөрдү кыймылга келтирүүчү кандайдыр бир күчтүн пайда болорлугу көрүнүп турат. Жасалган тажрыйбалар тогу бар өткөргүчтөр менен магниттин ортолорундагы өз ара аракеттенүү күчтөрү жана ошондай эле тогу бар өткөргүчтөрдүн ортолорундагы өз ара аракеттенүү күчтөрү бирдей жаратылышта болот деген жыйынтыкка алып келет. Бул күчтөр магниттик күчтөр деп аталат.

Эгерде өткөргүчтөрдөн узундуктары бирдей l болгон бөлүгүн бөлүп алсак, анда аларга таасир эткен күчтөр F_1 жана F_2 чоңдуктары боюнча бири-бирине барабар болорлугун көргөзүүгө болот. Бул күчтөрдүн чоңдугу токтордун көбөйтүндүсүнө $I_1 I_2$ жана өткөргүчтүн l бөлүгүнө түз пропорционалдуу жана өткөргүчтөрдүн ортолорундагы аралыкка r тескери пропорционалдуу экендигин тажрыйба көргөздү. Ошентип,

$$F = k \frac{I_1 I_2 l}{r}. \quad (3.1)$$

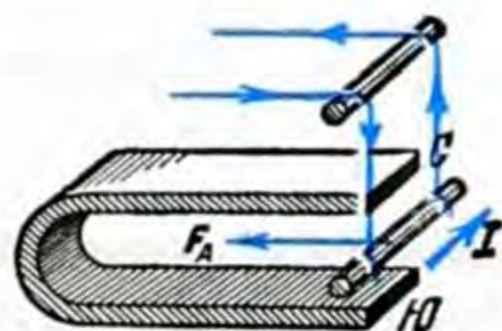
Эгерде өткөргүчтөр кандайдыр бир башка чөйрөгө жайгаштырылса, анда өткөргүчтөрдү курчаган ал чөйрөгө байланыштуу F күчүнүн чоңдугу да өзгөрөт. Бул болсо (3.1) формуласындагы k коэффициенти чөйрөнүн касиетинен көз каранды дегенди билдирет.

- ? 1. *Кандай күчтөр магниттик күчтөр деп аталат?*
 2. *Тогу бар эки өткөргүчтүн өз ара аракет этүүчү күчү кандай аныкталат?*

§ 4. Магниттик индукция. Ампер күчү

Магнит талаасындагы тогу бар өткөргүчкө күч таасир эте тургандыгы бизге белгилүү. Бул күчтүн багыты, талаанын күч сызыктарынын багытына жана токтун багытына жараша болот. Эгер ал багыттар белгилүү болсо, күчтүн багыты сол кол эрежеси боюнча аныкталышы мүмкүн.

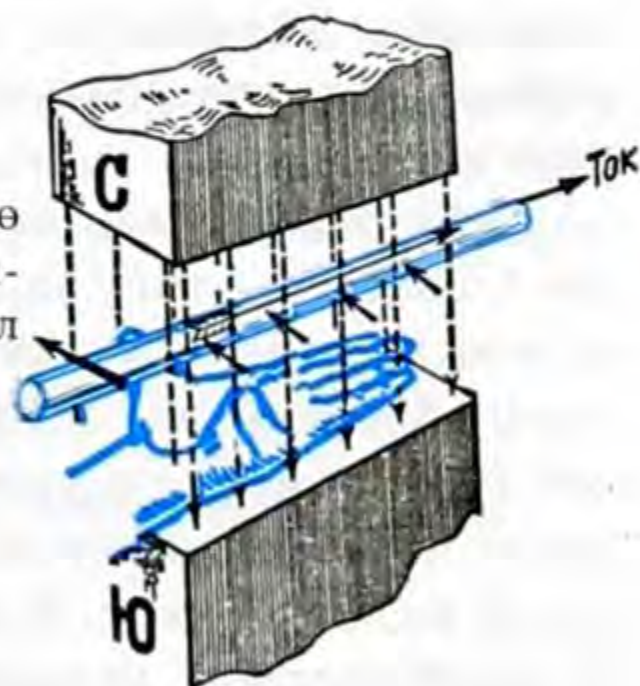
Эми түз сызыктуу тогу бар өткөргүчкө таасир эткен магниттик күчтүн чоңдугу эмне менен аныктала тургандыгын карайбыз. Ал үчүн эркин кыймылда болгон I тогу бар өткөргүчтү така сыяктуу магниттин уюлдарынын ортосуна 10-сүрөттө көргөзүлгөндөй кылып жайгаштырабыз. F магниттик күчүнүн (аны Ампер күчү деп аташат) таасири менен бул өткөргүч уюлдардын ортосундагы аралыкка тартылат. I тогунун багыты өзгөрүлсө өткөргүч карама-каршы жагына кыймылдайт.



10-сүрөт.

Магнит талаасындагы тогу бар түз сызыктуу өткөргүчкө таасир эткен F күчүнүн багыты сол кол эрежеси менен аныкталат (11-сүрөт): эгер сол колду талаанын күч сызыктары алаканга киргидей, ал эми төрт манжа токтун багытын көрсөткөндөй кылып койсок, анда 90° абалындагы баш бармак тогу бар өткөргүчкө таасир эткен күчтүн багытын көрсөтөт (Ампер күчү).

Өткөргүчтө пайда болгон кыймыл



11-сүрөт.



Ампер Андре Мари (1775–1836) – француз физиги, физика боюнча негизги илимий эмгектери электр-динамикага арналган. 1820-жылы токтун магнит талаасындагы магнит жебесине жасалган аракетинин багытын аныктоо эрежесин киргизген. Электр тогу менен магниттин өз ара аракеттенүүсүн изилдөө боюнча көп сандаган эксперименттерди жүргүзгөн. Электр тогунун өз ара аракеттенүүлөрүн аныктаган жана бул аракеттенүүнүн законун ачкан (Ампер закону). Магнетизм теориясын иштеп чыккан. Сигналдарды аралыкка берүү үчүн электр-магниттик кубулушту пайдаланууну сунуштаган.

Француз физиги А. Ампер F күчү өткөргүчтүн узундугуна l жана андагы токко I түз пропорционалдуу экендигин көргөзгөн. Ал күч өткөргүч турган жердеги ток багыты менен индукция сызыктарынын багытынын ортосундагы α бурчтан дагы көз каранды. Анда, F күчү $\sin\alpha$ га түз пропорционалдуу болуп, өткөргүч талаанын индукция сызыктарына перпендикулярдуу учурунда ($\alpha=90^\circ$) Ампер күчү максималдуу F_{\max} мааниге ээ болот. Ошентип Ампер күчү төмөнкү формулалар менен туюнтулат:

$$F = BIl \sin\alpha \quad (4.1)$$

$$F_{\max} = BIl \quad (4.2)$$

(4.1) жана (4.2) формулаларындагы B көбөйтүүчүсү Ампер күчүнүн тогу бар өткөргүч жайланышкан магнит талаасынан көз карандылыгын туюнтат.

Ампер күчүнүн таасири менен тогу бар өткөргүчтүн кыймылга келиши аркылуу электр энергиясынын механикалык энергияга айланышы, чоң мааниге ээ болот. Бул кубулуш электр кыймылдаткычынын аракетке келишинин негизги принцибин түзөт.

(4.2) формуласындагы B нын физикалык маанисин карайлы. Ошол эле I тогу бар өткөргүчтү ар кандай магнит талааларына жайланыштыруу менен F_{\max} күчүнүн чоңдугу боюнча да, багыты боюнча да өзгөргөндүгүн көрөбүз. Бул учурда ток I менен өткөргүчтүн узундугу l турактуу болгондуктан B өзгөргөн болот. (4.2) ден күчтүн F_{\max} чоң мааниси B чоң болгон талаага туура келет. Демек, B нын чоңойуусу менен күчтүн F_{\max} өсүшү, B көбөйтүүчүсүн талаанын күчтүк мүнөздөөчүсү катары кабыл алууга алып келет. Анткени, тогу бар өткөргүч жайланыш-

кан аймактагы талаа өзгөргөндө B гана өзгөрөт. (4.2) формуладан:

$$B = \frac{F_{\max}}{l}, \quad (4.3)$$

алабыз.

Берилген чекиттеги магнит талаасынын күчтүк мүнөздөөчүсү болгон B чоңдугун магниттик индукция деп атайбыз. Талаанын кандайдыр бир чекитиндеги магниттик индукция ушул чекитте индукциялык сызыктарына перпендикулярдуу жайланышкан, бирдик ток күчүнө ээ болгон, бирдик узундуктагы өткөргүчкө таасир эткен күч менен өлчөнөт.

Бул жерде \vec{B} магниттик индукция вектордук чоңдук экендигин белгилеп кетүү керек. Анын багыты магнит жебесинин абалы боюнча аныкталат (4.2) формуласы магнит индукциясынын сандык маанисин гана туюнтат). Магнит талаасынын каалаган чекитиндеги \vec{B} вектору ушул чекиттеги магниттик индукциянын сызыктарына жүргүзүлгөн жаныма сызык боюнча багытталган.

Бирдиктердин СИ системасында магнит талаасынын индукциясынын бирдиги катары тесла кабыл алынган. 1 тесла үчүн 1 А тогу бар, узундугу 1 м болгон өткөргүчкө 1 Н күч таасир эткен талаанын индукциясы кабыл алынат. (4.3) формуласынан:

$$B = \frac{1\text{Н}}{1\text{м} \cdot 1\text{А}} = 1 \frac{\text{Н}}{\text{м} \cdot \text{А}} = 1\text{Тл (тесла)}.$$

Ал эми $1 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2} = 1 \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{м}^2}$, 1 вольт-секунда бирдиги вебер (Вб) деп

аталат. Демек, магнит талаасынын индукциясынын бирдиги

$$1 \frac{\text{Вб}}{\text{м}^2} = 1\text{Тл} \text{ болуп саналат.}$$

Электр талаасынын чыңалышы электр талаасынын күчүн мүнөздөөчү чоңдук болгон сыяктуу эле, магнит талаасынын индукциясы дагы магнит талаасынын күчүн мүнөздөөчү чоңдук болот.

- ? 1. Сол кол эрежеси аркылуу эмне аныкталат?
2. Ампер күчү деген эмне?
3. Магниттик индукция деп кандай чоңдукту атайбыз?
4. Тесла деп эмнени айтабыз?

§ 5. Магниттик агым

Фарадейдин электр-магниттик индукция законуна сандык так аныктама бериш үчүн жаңы чоңдукту – *магниттик индукция* агымын киргизүү талап кылынат.

Бардык чекиттеринде магниттик индукция векторлору бирдей болгон (чоңдуктары боюнча барабар жана бирдей багытка ээ болушкан) магнит талаасы *бир тектүү* деп аталат. Бир тектүү талаанын магниттик күч сызыктары өз ара жарыш болушат. Мындай талааны жарыш жана өтө жакын жайланышкан магниттин уюлдарынын ортосунан же тогу бар узун катушканын ичинен алууга болот.

Бир тектүү талаанын күч сызыктары өз ара жарыш болушуп, талаанын бардык точкалары үчүн магниттик индукция вектору чоңдуктары жана багыттары боюнча бирдей болушарын жогоруда белгилеп өттүк. Ошондуктан, B индукциялуу бир тектүү

талаада күч сызыктарга перпендикулярдуу жайланышкан $S(m^2)$ аянты аркылуу Φ күч сызыктары өтөт.

S аянты аркылуу өткөн магниттик күч сызыктардын саны **магниттик агым** деп аталат.

Эгер Φ (грек тамгасы «фи») – магниттик агым, S – бул агым кесип өткөн аянт, B – талаанын магниттик индукциясы болсо, анда S аянтын кесип өтүүчү магнит талаасынын индукция сызыктарынын жалпы саны

$$\Phi = BS, \quad (5.1)$$

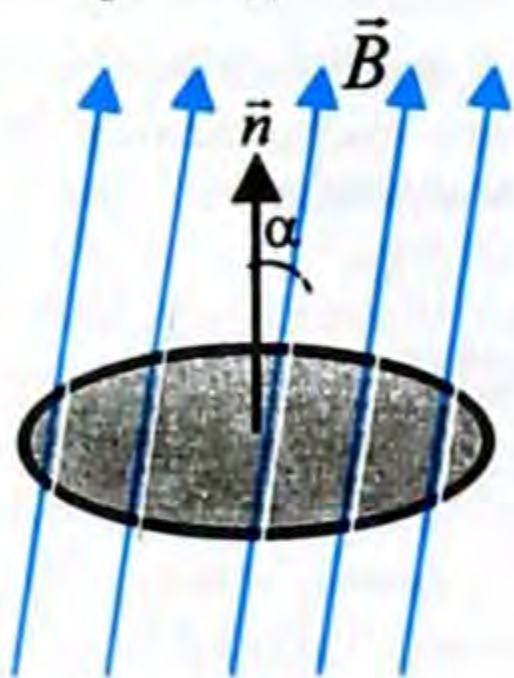
болот (эгер B индукциясы S аянтынын бардык чекитинде бирдей болсо). Магнит агымы – скалярдык чоңдук.

(5.1) формуласы бир тектүү талаадагы гана магниттик агымды эсептөөгө мүмкүндүк берет. Бир тектүү эмес талаада S аянтынын ар кандай чекиттеринде индукциянын чоңдуктары бирдей болбойт, ошого байланыштуу мындай учурда (5.1) формуласы колдонулбайт.

Магниттик индукция вектору \vec{B} S аянтынан перпендикулярдуу эмес, кандайдыр бир α бурчу аркылуу өтүп калган учурда магниттик агым

$$\Phi = B \cdot S \cos\alpha, \quad (5.2)$$

формуласы аркылуу аныкталат. Мындагы α \vec{B} вектору менен S аянтына түшүрүлгөн нормалдын \vec{n} ортосундагы бурч (12-сүрөт).



12-сүрөт.

Магнит агымынын ченөө бирдиктерин карайлы:

$$[\Phi]=1\text{Тл} \cdot 1\text{м}^2 = 1\text{Тл} \cdot \text{м}^2 = 1\text{Вб (вебер)}.$$

СИ системасында магниттик агымдын бирдиги үчүн **вебер** же $1\text{В} \cdot \text{сек}$ кабыл алынган. Вебер бирдиги немец физиги В. Вебердин (1804–1891) атынан коюлган.

*Индукциясы 1тл болгон бир тектүү магнит талаасында индукция векторуна перпендикулярдуу болуп жайланышкан 1м^2 аянт аркылуу өткөн магнит агымы **вебер** деп аталат.*

Магниттик агымдын кошумча бирдиги болуп максвелл (мкс) эсептелет:

$$1\text{Вб} = 10^8\text{мкс}; \quad 1\text{мкс} = 10^{-8}\text{Вб}.$$

- ? 1. Кандай магнит талаасы бир тектүү деп аталат?
2. Магниттик агым деген эмне?
3. Вебер деп эмнени айтабыз?

§ 6. Бир тектүү магнит талаасындагы заряддуу бөлүкчөлөрдүн кыймылы. Лоренц күчү

Магнит талаасына жайгашкан өткөргүч ток жүргөндө, б. а. өткөргүчтө заряддардын багыттуу кыймылы пайда болгондо гана магнит талаасы өткөргүчкө таасир этет. Ошондуктан Г. Лоренц магниттик күч өткөргүчкө таасир этпестен түздөн түз ал боюнча кыймылда болгон заряддарга таасир этет деп болжолдогон. Бул заряддар өткөргүчтүн сыртына чыга албагандыктан заряддарга таасир этилүүчү жалпы күч өткөргүчкө таасир эткен болот.

Бул идеянын негизинде нидерландиялык улуу физик – заттардын түзүлүшүнүн электрондук теориясын негиздөөчүсү Х. Лоренц (1853–1928), Ампер күчүн өткөргүчтөгү бош заряддардын санына бөлүү менен B индукциялуу магнит талаасында кыймылдоочу зарядка таасир этүүчү күчтү аныктоочу формуланы алган. Кийинчерээк бул күч Лоренц күчү деп аталып калган. Ал төмөнкүгө барабар:

$$F_{\perp} = qBv \sin\alpha \quad (6.1)$$

мында q – өткөргүчтөгү заряд, v – заряддын кыймылынын ылдамдыгы, ал эми α \vec{B} жана v векторунун ортолорундагы бурч. Бир катар жүргүзүлгөн тажрыйбалар Лоренц формуласынын (6.1) тууралыгын далилдеген.

Бул барабардык магнит талаасында заряддалган бөлүкчөлөрдүн кыймылынын мүнөзү жөнүндөгү эң маанилүү суроого жооп берүүгө мүмкүндүк берет. Лоренц күчү талаанын индукция векторуна \vec{B}



Лоренц Хендрик Антон (1853–1928) – нидерландиялык теоретик-физик, илимий эмгектери электродинамикага, термодинамикага, оптикага, атомдук физикага арналган. Диэлектриктик өткөргүчтүктү диэлектрдик тыгыздык менен байланыштырган формуланы чыгарган. Кыймылдагы зарядка электр-магниттик талаанын таасир эткен күчүн аныктаган (Лоренц күчү). Күчтүү магнит талаасында спектралдык сызыктардын ажыроо кубулушун алдын ала айткан. Бул кубулуш эксперимент жүзүндө далилденгенден кийин (1896-ж.) анын теориясын иштеп чыгып Нобель сыйлыгына татыктуу болгон.

1904-ж. төрт өлчөмдүү мейкиндик үчүн өзгөртүп түзүү формуласын ачкан. Лоренцтин бул өзгөртүп түзүүсүнөн салыштырмалуулуктун атайын теориясындагы бардык кинематикалык эффекттер алынат.

жана заряддын ылдамдыгына \vec{v} дайыма перпендикулярдуу болот. Оң заряд үчүн анын багыты сол кол эрежеси менен аныкталат. Ошол эле багытта кыймылдоочу терс зарядка бул күч карама-каршы жагына таасир этет.

Лоренц күчү ылдамдык вектору v жана магниттик индукция \vec{B} вектору аркылуу өткөн тегиздикке перпендикулярдуу болгондуктан, ал күч дайыма \vec{B} жана \vec{v} векторлоруна да перпендикулярдуу болот. Демек, Лоренц күчү жумуш аткарбайт, б.а. магнит талаасында кыймылда болгон заряддын кинетикалык энергиясын өзгөртпөйт. Лоренц күчү болгону бош заряддардын кыймылынын ылдамдыгынын багытын гана өзгөртө алат, б.а. борборго умтулуучу күч болуп эсептелет. Эгер бөлүкчө күч сызыктарды бойлото кыймылда болсо, анда ага күч таасир этилбейт.

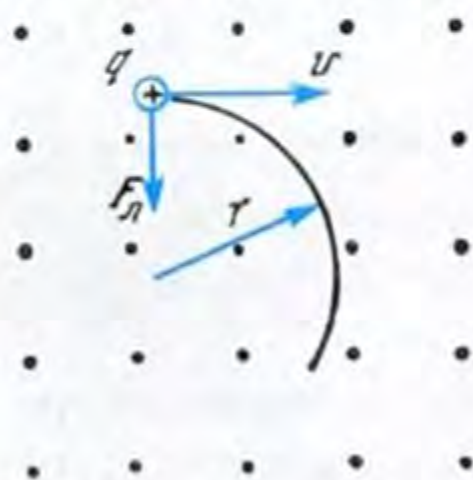
Электр заряды q , массасы m жана ылдамдыгы v болгон бөлүкчө \vec{B} индукциялуу бир тектүү магнит талаасына перпендикулярдуу абалда келип кирди дейли. Бул учурда бөлүкчө айлана боюнча кыймылдап (13-сүрөт) Лоренц күчү борборго умтулуучу күчкө барабар болот $F_{л} = F_{б.у}$:

$$qBv = \frac{mv^2}{r}.$$

Мындан айлананын радиусу үчүн төмөнкү барабардык алынат:

$$r = \frac{m}{qB} v \quad (6.2)$$

Ошентип, бир тектүү магнит талаасында заряддалган бөлүкчө кыймылда болуучу айла-



13-сүрөт.

нанын радиусу бул бөлүкчөнүн ылдамдыгына түз пропорционалдуу болот.

Кыймылдагы зарядка магнит талаасынын таасир этүүсү азыркы мезгилдеги техникада кеңири колдонулат. Телевизордук түтүктөрдө (киноскоптордо) экранга келип түшүүчү электрондордун багыттары магнит талаасынын жардамы менен өзгөрүлөт. Ошондой эле магнит талаасынын таасири, заряддалган бөлүкчөлөрдү алардын салыштырмалуу заряддары боюнча ажыратууга мүмкүндүк берүүчү приборлордо колдонулат. Заряддары белгилүү болгондон кийин, ал бөлүкчөнүн массасын эч бир кыйынчылыксыз эле аныктоого болот. Мындай максатта колдонулуучу прибор *масс-спектрограф* деп аталат.

- ? 1. *Магнит талаасы тогу бар өткөргүчкө таасир этеби, же ошол өткөргүчтөгү багыттуу кыймылдагы заряддарга таасир этеби?*
2. *Лоренц күчү эмнеге барабар?*
3. *Лоренц күчүнүн багыты кандай аныкталат?*
4. *Магнит талаасынын кыймылдагы заряддарга жасаган таасири кайда колдонулат?*



ЗАТТАРДЫН МАГНИТТИК КАСИЕТТЕРИ. ИНДУКЦИЯ КУБУЛУШУ

§ 7. Магнит талаасынын чыңалышы

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

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

$$B = \mu H \quad (7.1)$$

мындагы μ – магнит талаасы пайда болуучу чөйрөнүн магниттик касиетин мүнөздөөчү чондук. Бул чондук чөйрөнүн магниттик өткөрүмдүүлүгү.

(7.1) барабардыгынын физикалык маанисин карайбыз. Индукция B чөйрөнүн кандайдыр бир чекитинде туюк электр чынжыры аркылуу өткөн ток жана ошондой эле бул чөйрөнүн атомдорунун электрондук тогу¹ түзгөн талаалардын суммасын мүнөздөйт. Анда H өткөргүч аркылуу өткөн ток каралып жаткан чекитте түзгөн талааны гана мүнөздөөгө тийиш. Ал эми μ – чөйрөнүн атомдорунун электрондук тогу түзгөн талаанын өзгөрүүсүн туюнтат (магниттик өткөрүмдүүлүк). Эгер чөйрө тарабынан түзүлгөн талаанын өзгөрүүсү бардык чекитте бирдей болсо, анда бул чөйрөдөгү индукция B магнит талаасынын чыңалышына H түз пропорционалдуу болот.

Курчап турган айлана чөйрөдөн көз карандысыз өткөргүчтөрдөгү электр тогу түзгөн мейкиндиктин кандайдыр бир чекитиндеги магниттик талааны мүнөздөөчү H чоңдугу ушул чекиттеги магнит талаасынын чыңалышы деп аталат.

Магнит талаасынын чыңалышы вектордук чондук. Анын багыты \vec{B} векторунун багытын аныктаган эреже боюнча эле аныкталат. Бул болсо изотропиялуу чөйрөдө \vec{B} жана \vec{H} векторлорунун багыттарынын дал келиши менен түшүндүрүлөт.

¹ Атомдо ядронун айланасында туюк орбита боюнча кыймылдагы ар бир электрон электрондук токту түзөт.

СИ системасында магнит талаасынын чыңалышынын бирдиги төмөндөгүдөй туюнтулат:

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

Магниттик өткөргүчтүүлүктүн чен бирдигин (7.1) формуласынан алууга болот:

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

СИ системасында магниттик өткөргүчтүүлүктүн чен бирдиги үчүн $1 A/m$ чыңалуу кезинде $1 T$ магниттик индукция пайда болуучу чөйрөнүн магниттик өткөргүчтүүлүгү кабыл алынган.

1. Магнит талаасынын чыңалышы деп эмнени айтабыз?
2. Магнит талаасынын чыңалышынын бирдиги кандай туюнтулат?
3. Магниттик өткөрүмдүүлүктүн чен бирдиги үчүн эмне алынган?

§ 8. Парамагниттик, диамагниттик жана ферромагниттик заттар

Бардык заттар кандайдыр бир даражада магниттик касиетке ээ болушат. Заттардын магниттик касиети μ коэффициенти — заттардын магниттик өткөрүмдүүлүгү менен мүнөздөлөт.

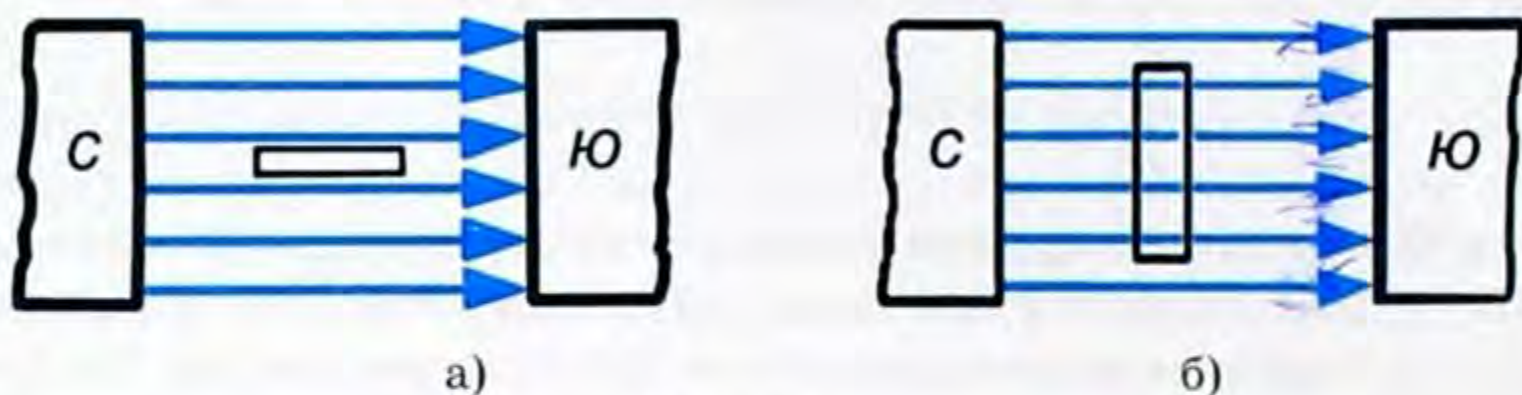
Турактуу магниттер айрым гана заттардан даярдалат. Ал эми бардык заттар магнит талаасында магниттелишет, б. а. ал заттардын өздөрү магнит талаасын пайда кылышат. Ушуга байланыштуу заттар бар чөйрөдөгү магниттик индукция вектору, вакуумдагы магниттик индукция векторунан айырмалуу болот.

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 болорлугу, б. а. вакуумдун өткөрүмдүүлүгүнөн $\mu=1$ чоң да, кичине да болорлугу далилденген.

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

Магниттик өткөрүмдүүлүгү вакуумдукунан бир аз жогорураак ($\mu > 1$) болгон заттар **парамагниттик** заттар деп аталышат. Аларга алюминий, платина, натрий, хром, марганец, темир туздарынын 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 уюлдарынын ортосуна киргизсек (14-сүрөт, а), анда ал таякча узуну боюнча талаанын күч сызыктарына жарыш жайланышат. Бардык эле парамагниттик заттар магниттик талаада ушундай абалды ээлешет. Мындай заттар



14-сүрөт.

магнит талаасына киргенде өздөрүндөгү магниттин эсебинен таякчанын учтарындагы магнит талаасын бир аз күчөтүп жиберешет.

Парамагниттик заттар үчүн магниттик өткөрүмдүүлүктүн (μ) бирден анча чоң эмес айырмаланышы мындай заттардын өтө начар магниттеле тургандыгын көргөзөт.

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

Эгер жезден жасалган таякчаны жипке илип, аны күчтүү магнит талаасына койсок, анда ал күч сызыктарына перпендикулярдуу абалды ээлейт (14-сүрөт, б). Таякчанын учтары магниттин уюлдары тарабынан түртүлүүгө дуушар болушат. Магнит талаасына жайланышкан диамагниттик заттар өздөрүнүн учтарынын айланасында ал талааны бир аз начарлатып жиберет. Диамагниттик заттын ичиндеги магнит талаасы сыртындагыга караганда бир кыйла начар болот.

Тышкы магнит талаасы диамагнетиктин атомдорунун электрондоруна таасир этүү менен, алардын бир катарынын кыймыл багытын өзгөртөт. Ошону менен бирге электрондордун каршылыгына дуушар болот. Жыйынтыгында диамагнетик бир аз магниттелет, бирок анын талаасы тышкы магнит талаасына карама-каршы багытталып диамагнетик жайгашкан тышкы талааны начарлатат.

Ферромагниттик деп магниттик өткөрүмдүүлүгү вакуумдукунан бир кыйла чоң ($\mu \gg 1$) болгон заттар аталышат (мындай заттар ферромагнетиктер деп да аталышат). Аларга темир, чоюн,

болот, никель ($\mu=50$), кобальт ($\mu=100$), бир катар магниттик кошулмалар ж.б. кирет. Эгер жипке илинген темир таякчаны магнит уюлдарынын ортосуна жайгаштырсак, анда ал таякча талаанын күч сызыктарына узунунан жайгашат. Бардык эле ферромагнетиктер магнит талаасында ушундай абалды ээлейт.

Ферромагнетиктер магнит талаасында магниттелип, өзүндө пайда болгон магниттин эсебинен ал талааны күчөтөт. Ферромагнетиктердин магниттик индукциясы парамагнетиктердикине караганда бир нече эсе чоң болот. Ошого байланыштуу күчтүү магнит талаасы керектелүүчү жерлерде ферромагнетиктер колдонулат.

Жаратылышта ферромагнеттик нерселер анча көп кездешпесе да, алар бир кыйла практикалык мааниге ээ. Катушкадагы темир же болот өзөкчөсү катушкадагы токту чоңойтпой ал пайда кылган магнит талаасын бир канча эсеге күчөтөт. Бул болсо электр энергиясын экономдоого алып келет Трансформаторлордун, генераторлордун, электр кыймылдаткычтарынын өзөкчөлөрү ферромагнетиктерден даярдалат.

Тышкы магнит талаасы алынып салынганда да ферромагнетик магниттелген боюнча калат, б. а. айлана чөйрөгө магнит талаасын түзөт. Тышкы магнит талаасы алынып салынганда элементардык токтордун белгилүү бир багытка келип калган агымы токтолбойт. Ушуга байланыштуу турактуу магниттер пайда болот.

Турактуу магниттер электр өлчөөчү приборлордо, үндү күчөтүп чыгарууда, телефондордо, үн жазуучу аппараттарда, магниттик компастарда ж. б. кенири колдонулат.

1. *Парамагниттик деп кандай заттар аталат?*
2. *Диамагниттик деп кандай заттар аталат?*
3. *Ферромагниттик деп кандай заттар аталат?*
4. *Ферромагниттер кайда колдонулат?*

§ 9. Кюри чекити.

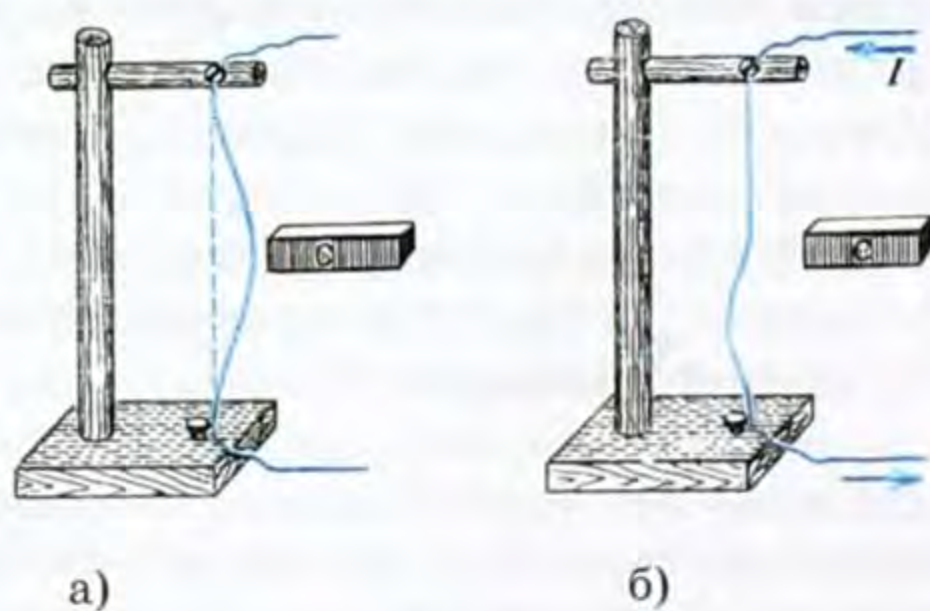
Информациянын магниттик жазылышы

Ферромагнетиктердин магниттик касиеттери температурага көз каранды болот. Ферромагнетиктерди ысытканда молекулаларынын иреттүү жайланышы бузулуп, алар иретсиз баш аламан кыймылга өтө башташат. Ушуга байланыштуу ысытканда ферромагнетиктердин магниттик өткөрүмдүүлүгү азая берет. Эгер ферромагнетиктин температурасын жогорулата берсек, анда анын молекулаларынын иреттүү жайланыштары таптакыр жоголуп,

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 парамагнетик боюнча кала берет. Ферромагнетиктин парамагнетикке мындай өтүп кетиши, ар бир зат үчүн Кюри чекити деп аталуучу белгилүү бир температурада гана кескин(скачком) болот. Мисалы, темир үчүн Кюри чекити 770°C , никель үчүн 360°C , кобальт үчүн 1140°C . Кюри чекити 100°C дан кичине болгон ферромагнетиктин кошумчалары да бар болот.

Ферромагнетиктин парамагнетикке айланышын төмөнкү тажрыйбадан байкасаң болот. Темир зымды бошураак тартып тик абалында эки учунан бекитип коёбуз. Ал зымга ток жок кезинде магнитти жакын алып келебиз. Анда зым магнитке тартылат (15-сүрөт, а). Эми зым боюнча ток өткөрөбүз да, ал токту улам акырындап жогорулата беребиз. Зым уламдам-улам ысый берет. Анын температурасы Кюри чекитинен өткөндө ал зым парамагнетикке айланып, магнитке тартылбай калат (15-сүрөт, б).

Токту токтотуп койсок зым муздай баштайт. Качан зымдын температурасы Кюри чекитинен төмөн түшкөндө ал зым кайра-



15-сүрөт.

дан ферромагнетикке айланат. Ферромагнетик менен магнит талаасын күчөтүү техникада кеңири колдонулат.

Ферромагнетиктердин магниттик касиеттерин биринчи жолу толугу менен изилдөө орустун улуу физиги А. Г. Столетов (1839–1896) тарабынан жүргүзүлгөн.

Информациянын магниттик жазылышы. Ферромагнетиктерден магниттик тасмалар жана магниттик жука пленкалар даярдалат. Магниттик тасмалар магнитофондордо үн жазууда жана видеомагнитофондордо видеожазууну алуу үчүн кеңири колдонулат. Тасмага үндү жазуу электр-магниттик талаанын жардамы менен жүргүзүлөт. Тасма магниттин учуна жакын аралыкта кыймылда болгондо пленканын ар кайсы бөлүктөрү магнитте-

лет. Магниттик индукциянын бөлүгү схема түрүндө 16-сүрөттө көргөзүлгөн. Мында 1-электр-магниттин өзөгү, 2-магниттик тасма, 3-иштелүүчү жылчык, 4-электр-магниттик оромо. Үндү кайра чыгарууда тескери процесс байкалат: магниттелген тасма магниттин учтарында электрдик сигналдарды пайда кылат. Ал күчөтүлгөндөн кийин микрофондун динамигине келип түшөт.



16-сүрөт.

Магниттик жука пленкалар калыңдыгы 0,03 төн 10 мкм чейинки калыңдыктагы ферромагнеттик материалдардан жасалган катмардан турат. Алар электрондук эсептөө машиналарынын сактап калуучу түзүлүштөрүндө колдонулат.

Магниттик пленкалар информацияларды жазып алуу, аны сактоо жана кайрадан жандырып алуу үчүн пайдаланылат. Алар жука алюминий дискасына же барабанга жабыштырылат. Информациялар кадимки магнитофондогудай эле жазылып алынат жана кайрадан жандырылат.

? 1. Кюри чекити деген эмне?

2. Ферромагнетик кандай шартта парамагнетикке өтүп кетет?

§ 10. Электр-магниттик индукция кубулушу

Электр талаасы заряддалган кыймылсыз бөлүкчөлөр тарабынан, ал эми магнит талаасы болсо, кыймылдагы заряддалган бөлүкчөлөр, б. а. электр тогу аркылуу пайда болорлугун билебиз. Мындан электр жана магнит талааларынын ортосунда тыгыз өз ара байланыш бар экендигин көрүүгө болот. Убакытты өтүшү менен өзгөргөн магнит талаасы электр талаасын пайда кылса, ал эми электр талаасынын өзгөрүүсү магнит талаасын жаратат.

Даниялык физик Эрстеддин биринчи болуп 1820-жылы тогу бар өткөргүчтүн айланасында магнит талаасынын пайда болорлугун аныктагандыгын жогоруда белгилеп өттүк эле. Анда ток тун магнит талаасынын таасири менен магнит жебеси өзүнүн тең салмактуулук абалынан кыйшайгандыгын көргөнбүз.

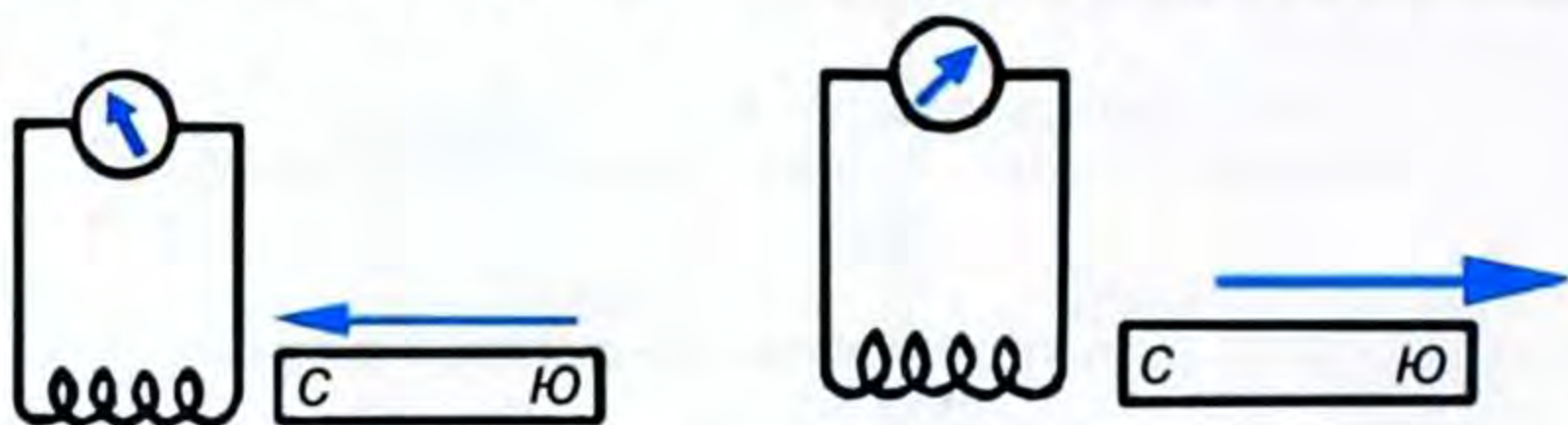
Англиялык физик М.Фарадей (1791–1867) Эрстеддин бул ачылышы менен таанышкандан кийин төмөндөгүдөй жыйынтыкка келген: *эгер туюк чынжыр боюнча өткөн ток магниттик кыймылга алып келсе, анда тескерисинче, магниттин кый*

мылы туюк өткөргүчтө токтун пайда болушун шарттайт. Фарадей бул илимий жыйынтыгын өзү жүргүзгөн бир нече тажрыйбаларынын негизинде 1831-жылы далилдеген.

Кыймылдагы магнит талаасынын таасири астында туюк өткөргүчтө пайда болгон ток индукциялык деп аталат, ал эми индукциялык токту алуу кубулушу электр-магниттик индукция деп талат.

Индукциялык токтун алынышын шарттаган Фарадейдин бир тажрыйбасын карап көрөлү. Эгер туюк контур алып анын ичине магнитти киргизип же чыгарсак, анда контурда индукциялык ток пайда болот. Мында магнит катушкага жакындаганда гальванометрдин жебеси бир жакка кыйшайса, магнит алыстаганда экинчи жагына кыйшайт. Демек, индукциялык токтун багыты өзгөрөт (17-сүрөт).

Магнит канчалык күчтүү, анын кыймылы канчалык тез, ошондой эле катушканын орому канча көп болсо, ошончолук күчтүү индукциялык ток пайда болот. Эгер туюк катушканын жанына магнитти коюп, же ал магнитти катушканын ичине киргизип койсок да магнит кыймылда болбосо индукциялык



17-сүрөт.

ток пайда болбойт. Мындан, туюк өткөргүчтө индукциялык токту алыш үчүн бир гана магнит талаасынын болушу жетишсиз экендигин көрөбүз. Ал үчүн магнит кыймылда болуусу зарыл.

Магнит туюк катушкага жакындаган кезде катушканын ичиндеги магнит агымы көбөйөт, мына ушунун натыйжасында ток пайда болот. Ал эми магнит алыстаганда катушканын ичиндеги магнит агымы азаят. Бул болсо карама-каршы багыттагы индукциялык токтун пайда болушуна алып келет.

Электр-магниттик индукция кубулушун толук изилдөө, бул кубулуштун жардамы менен практика жүзүндө каалаган кубаттуулуктагы электр тогун алууга мүмкүн экендигин көргөздү. Бул болсо электр энергиясын өндүрүштө кенири колдонууга мүмкүндүк берет. Азыркы кезде өндүрүштө колдонулуучу бардык электр энергиясы индукциялык генераторлордун жардамы менен алынат. Бул индукциялык генераторлор-

Фарадей Майкл (1791–1867) англиялык физик, 1831-ж. электр-магниттик индукция кубулушун өткөргүчтүн контуру аркылуу магнит агымын өзгөрткөндө өткөргүчтө электр тогунун пайда болушун ачкан. Кийинки жылдары өзү ачкан кубулушту изилдөө менен электр-магниттик индукция закондорун киргизген. Кислоталардын, туздардын жана щелочтордун эритмелери аркылуу электр тогунун өтүүсү боюнча эксперименттерди жүргүзгөн. Бул изилдөөлөрдүн жыйынтыгы 1833-ж. электролиз закондорун (Фарадей закондору) ачууга алып келген. Катод, анод, иондор, электролиз, электролиттер, электроддор (1834) деген түшүнүктөрдү киргизген, вольтметрди (1833) ойлоп тапкан. 1845-ж. диамагнетизмди, 1847-ж. парамагнетизмди ачкан. 1845-ж. «магнит талаасы» деген терминди киргизген. А. Эйнштейндин ою боюнча Фарадейдин идеяларынын ичинен талаа жөнүндөгү идеясы эн оригиналдуу, Ньютондон кийинки эн маанилүү ачылыш болгон.



дун иштөө принциптери электр-магниттик индукция кубулушуна негизделген. Мына ушуга байланыштуу Фарадей электр-техниканы негиздөөчүлөрдүн бири болуп эсептелет.

- ? 1. Индукциялык ток деп кандай токтун айтабыз?
2. Индукциялык ток магниттин кыймылынан кандай көз карандыда?

§ 11. Ленц эрежеси

Магнитти туюк катушкага жакындатып же магнитти андан алыстатуу менен катушкада индукциялык токторду алабыз. Гальванометрдин жардамы менен токтун багытын аныктоого болот. 18-сүрөттө буга карата жүргүзүлгөн тажрыйбалардын варианттары берилген.

Катушкага магниттин уюлун жакындаткан кезде катушканын магнитке жакын жагында бир аттуу уюл пайда болот (18-сүрөт, а жана в). Магниттин уюлу алыстаган кезде катушканын магнитке жакын жагында ар башка аттуу уюлдар пайда болот (18-сүрөт, б жана г). Бул болсо токтун магнит талаасы магниттин кыймылына карама-каршы аракет кылгандыгын б. а. кыймылдагы магниттин талаасы менен катушканын талаасы өз ара аракеттенишкендиктерин билдирет. Жогоруда каралган төрт учурда тең индукциялык токтун магнит талаасы магниттин кыймылына каршылык көргөзөт.

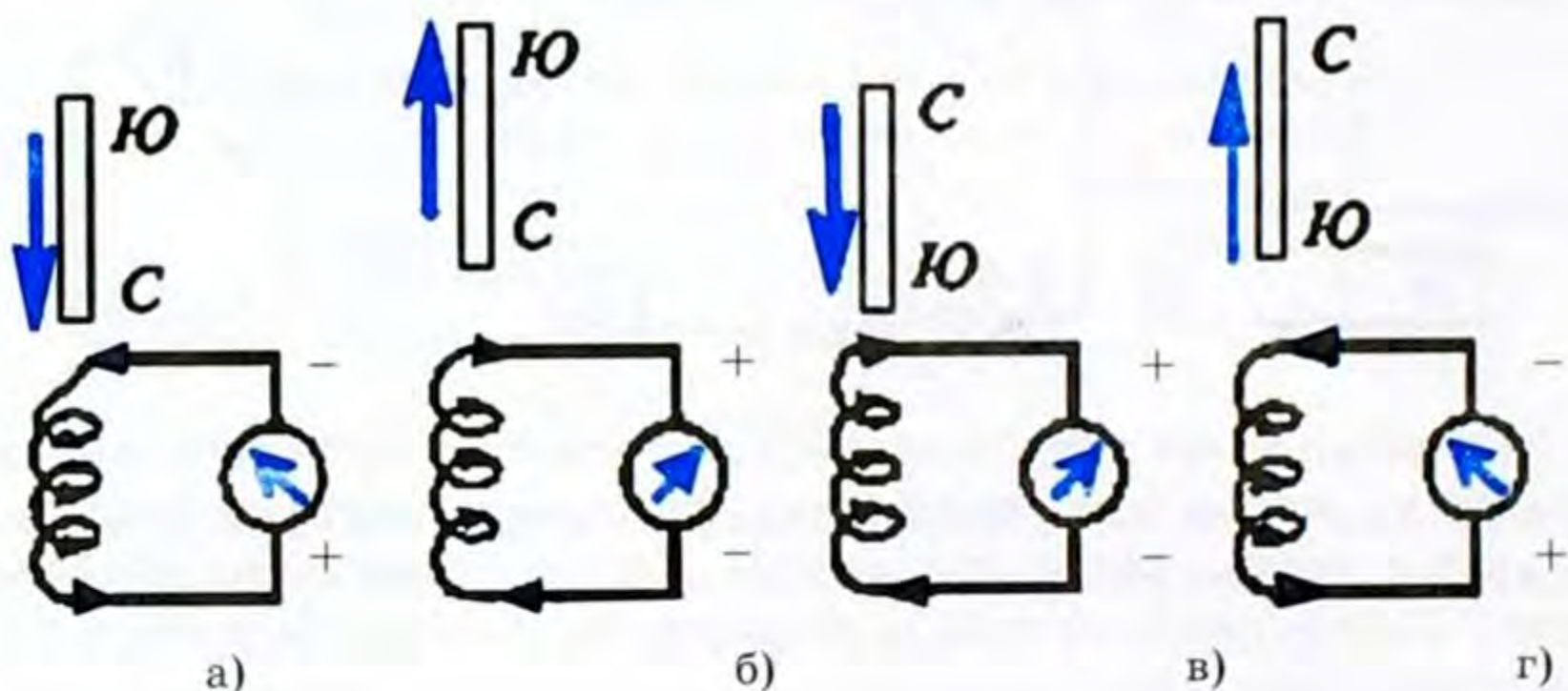
Мисалга 18-сүрөттүн а) учурун карап көрөлү. Катушкага маг-



Ленц Эмилий Христианович (1804–1865) – орус физиги, негизги илимий эмгектери электр-магниттик кубулушка арналган. 1833-ж. индукциянын электр кыймылдаткыч күчүнүн багытын аныктоо эрежесин киргизген (Ленц закону), ал эми 1842-ж. (Дж. Джоул менен байланышы жок) электр тогунун жылуулук аракетинин законун (Джоул-Ленц закону) ачкан. Металлдардын каршылыгынын температурага көз карандылыгын изилдеген. 1823–1826-жылдары кайык менен жер шарын айланып чыгуу саякатына катышып, геофизикалык маанилүү илимий изилдөө иштерин жүргүзгөн.

нит түндүк уюлу менен киргизилет. Бул учурда пайда болгон индукциялык ток катушканын жогорку башына да түндүк уюлун пайда кылат. Демек, ток өзүнүн магнит талаасы менен магнитти түртөт, б. а. анын кыймылына каршы аракет кылат.

Орус окумуштуусу Э. Х. Ленц 1833–1834-жылдары ушул сыяктуу бир катар тажрыйбаларды жүргүзүп, алардын жы-



18-сүрөт.

йынтыктарын жалпылоо менен индукциялык токтун багыты жөнүндө эреже кабыл алынган. Ал эреже боюнча: туюк контурда пайда болгон индукциялык ток өзүнүн магниттик талаасы менен ушул токту пайда кылган магниттик агымдын өзгөрүүсүнө карама-каршы аракет кылат.

Ленцтин эрежесин далилдей турган төмөнкү тажрыйбаны карап көрөлү. Бири туюк, экинчиси туюкталбаган алюминийден жасалган эки шакекчени учтуу нерсеге илип коёлу (19-сүрөт). Магнитти туюк шакекчеге жакындатып алып келсек, шакекчеде индукциялык ток пайда болот. Ал ток-

тон пайда болгон магнит талаасы магниттин талаасына карама-каршы аракет жасап система кыймылга келет. Эгер магнитти туюкталбаган шакекчеге алып келсек, анда система кыймылсыз абалда кала берет.



19-сүрөт.

- ? 1. Ленц эрежесинде эмне жөнүндө айтылат?
 2. Магнитти туюкталбаган шакекчеге алып келсек эмне үчүн система кыймылсыз абалда калат?

§ 12. Индукциянын электр кыймылдаткыч күчү (Э.К.К)

Туюк өткөргүчтүн контуру аркылуу өтүүчү магнит талаасынын өзгөрүүсү өткөргүчтө электр тогун пайда кылуучу индукциянын электр кыймылдаткыч күчүнүн (э.к.к) пайда болушуна алып келет. Бул ток *индукциялык ток* деп аталат. Ошондой эле индукциянын э.к.к туюк эмес өткөргүч магнит талаасында анын күч сызыктарын кесип өтүү менен кыймылда болгон учурда да пайда болот. Ошентип магнит талаасы өткөргүчтөгү бош электрондорду ал өткөргүч боюнча багыттуу кыймылга алып келет. Мунун негизинде өткөргүчтүн учтарында потенциалдардын айырмасы, же индукциянын э.к.к. пайда болот.

Бир катар жүргүзүлгөн тажрыйбалар, өткөргүчтү бир тектүү магнит талаасында анын күч сызыктарына перпендикулярдуу абалда кыймылга келтирүүдөн пайда болгон индукциянын э.к.к-нүн чоңдугу, магниттик индукциянын чоңдугунан B , өткөргүчтүн кыймылынын ылдамдыгынан v , өткөргүчтүн узундугунан l көз каранды болуп, төмөнкү формула менен туюнтулат:

$$\varepsilon = Bvl \quad (12.1)$$

Эгер өткөргүч магнит талаасынын күч сызыктарына жарыш кыймылдаса, анда өткөргүчтөгү бош электрондорду бир багыттагы кыймылга келтирүүчү магнит талаасындагы күч жок болот. Ушуга байланыштуу индукциянын э.к.к-нүн пайда болбоштугу тажрыйба жүзүндө далилденген.

Өткөргүч күч сызыгына α бурчу менен кыймылда болсо, индукциянын э.к.к-нүн чоңдугу $\sin\alpha$ га пропорционалдуу болорлугун да далилдөөгө болот. Мындай учурда индукциянын э.к.к. төмөндөгүдөй туюнтулат:

$$\varepsilon = Bvlsin\alpha \quad (12.2)$$

v ылдамдыгын $\frac{\Delta r}{\Delta t}$ менен алмаштырып, мында Δr – аралыктын өсүшү, Δt – убакыттын өзгөрүүсү, (12.1) барабардыгын төмөндөгүдөй жазсак болот.

$$\varepsilon = \frac{B \Delta r}{\Delta t},$$

Акыркы барабардыктагы $l \Delta r$ чондугун ΔS аркылуу белгилөө менен,

$$\varepsilon = \frac{B \Delta S}{\Delta t} \quad (12.3)$$

түрүндө жаза алабыз. Мындагы ΔS – өткөргүч кыймылда болгон учурдагы анын контурунун өзгөрүүсү. (12.3) барабардыгынын оң жагынын алымы, Δt убакыт ичиндеги магнит агымынын өзгөрүүсүн $\Delta \Phi = B \Delta S$ берет, демек,

$$\varepsilon = \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}. \quad (12.4)$$

Акыркы барабардыктын оң жагы, б.а. $\frac{\Delta \Phi}{\Delta t}$, магнит агымынын өзгөрүү ылдамдыгын туюнтат.

Ленц эрежесинен индукциянын э.к.к. бул күчтү пайда кылуучу магниттик агымдын өзгөрүүсүнө каршы аракет жасарын билебиз. Демек, индукциянын э.к.к-нүн формуласын бул шартка ылайык келтирүү үчүн (12.4) формуласынын оң жагынын белгисин карама-каршыга өзгөртөбүз. Анда СИ системасы үчүн индукциянын э.к.к-нүн жалпы формуласы төмөндөгүдөй жазылат:

$$\varepsilon = - \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}, \quad (12.5)$$

Өткөргүчтө пайда болуучу индукциянын э.к.к., өткөргүч аркылуу өтүүчү магниттик агымдын өзгөрүүсүнүн ылдамдыгына пропорционалдуу болот.

Индукциянын э.к.к-нүн ченөө бирдиги (12.4) формуласынан алынат:

$$[\varepsilon] = \frac{1 \text{ Вб}}{1 \text{ сек}} = 1 \frac{\text{В} \cdot \text{сек}}{\text{сек}} = 1 \text{ В}.$$

Магнит агымынын ченөө бирдигин СИ системасында *вольт – секунда* деп атасак болот, анткени

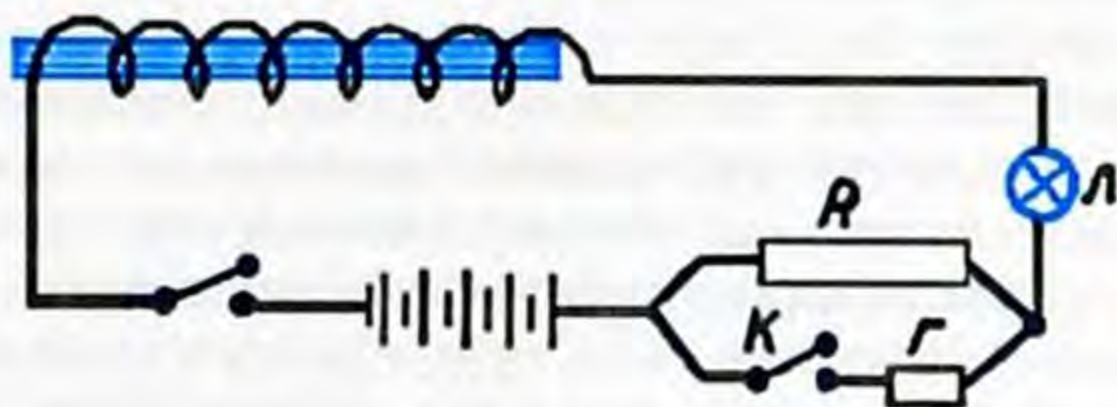
$$\Delta \Phi = \varepsilon \cdot \Delta t, \quad 1 \text{ Вб} = 1 \text{ В} \cdot \text{с}.$$

- ? 1. Индукциянын э.к.к. эмнеден көз карандыда болот?
 2. Магнит агымынын өзгөрүүсү кандай туюнтулат?
 3. Эмне үчүн индукциянын э.к.к-нун жалпы формуласында «минус» белгиси коюлган?

§ 13. Өзүнчө индукция кубулушу

Каалагандай контурда өтүп жаткан электр тогу, бул контурду кесип өтүүчү магнит агымын пайда кылат. Электр тогу өзгөргөндө, магнит агымы да өзгөрөт, ошонун негизинде контурда э.к.к. индукцияланат. Бул кубулуш *өзүнчө индукция* деп аталат.

Өзүнчө индукцияны алыш үчүн 20-сүрөттө көрсөтүлгөндөй чынжыр түзөбүз. Ал турактуу ток булагынан, лампочка жана ага удаалаш туташтырылган темир өзөктүү катушкадан турат.



20-сүрөт.

Ток жиберсек лампочка күнүрт күйөт, анткени чыңалуу жетишерлик денгээлде чоң эмес, анын үстүнө ток катушка жана кошумча каршылык R аркылуу өтөт.

Чоң каршылык R ге параллель кошулган кичине каршылык r ди туташтырабыз. Бул моментте чынжырдагы каршылык кескин азаят да, ошол эле көз ирмем ичинде лампочка такыр өчүп калат, анан бат эле мурдагы күйгөнүнөн жарык күйөт. Чындыгында Ом законуна ылайык чынжырдагы каршылык кескин азайганда лампочканы азыктандыруучу ток күчү да кескин чоңоймок. Бирок биз карап көргөн тажрыйбада бардыгы башкача болду. Мындай кызык көрүнүштү эмне менен түшүндүрүүгө болот? Өткөргүчтөгү токтун чоңойгон кезде ошону менен эле катар өткөргүчтүн контурундагы магнит агымы да жогорулайт. Мына ушунун натыйжасында, Ленцтин эрежеси боюнча, чынжырда карама каршы багытта электр кыймылдаткыч күчү индукцияланат. Бул электр кыймылдаткыч күчүнүн таасири менен генератордон келүүчү алгачкы токтун магнит агымынын өсүшүнө тоскоолдук кылуучу өзүнчө индукциянын карама каршы багыттагы тогу пайда болот.

Темир өзөкчөсү бар чоң катушка магнит агымын чоң өзгөрүүгө алып келет. Мунун негизинде келип чыккан ток батареядан келген токту сезилерлик өлчөмдө азайтат. Лампочканын өчүп калышы ушуга байланыштуу. Талаанын өзгөрүүсү токтоп, бир калыпка келген кезде, индукцияланган ток жоголуп, лампочка аркылуу негизги ток толугу менен өтөт.

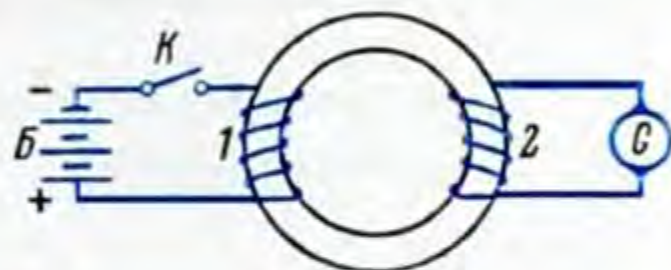
Параллель каршылык r ди ажыратып коёбуз. Бул моментте чынжырдын каршылыгы кескин чоңойот, ошол эле көз ирмемде лампочка ачык жарк дей түшүп, кайра күнүрт күйүп калат. Каршылык кескин чоңойгондо, ток да кескин азаймак, анын негизинде лампочканын жарыгы да тез азаймак. Бирок бул тажрыйбада да бардыгы башкача болуп калды. Эмне үчүн лампочка ачык жарк дей түштү? Чынжырдагы токтун төмөндөшү менен бир эле убакта, өткөргүчтүн контурунун ичиндеги магнит агымы да азайат. Магнит агымынын бул азайышы, Ленц эрежеси боюнча, чынжырда электр кыймылдаткыч күчүн индукциялайт. Индукцияланган э.к.к-нүн таасири менен батареядан келүүчү токтун багытына дал келген өзүнчө индукциянын тогу пайда болот. Ушул эки токтун күчүнүн суммасынын негизинде лампочка жарк дей түшкөн. Магнит талаасы бир калыпка келген кезде өзүнчө индукциянын индукцияланган тогу токтоп, лампочка батареядан келген гана күчсүз токтун эсебинен күйүп калат. Ушуга байланыштуу лампочка күнүрт күйөт. Эгер биз бүт чынжырды бириктирсек жана ажыратсак, анда биз байкаган кубулуш чоң масштабда болор эле. Анткени ток күчүнүн өзгөрүүсү чоң болмок. Ушул сыяктуу тажрыйбалар 1835-жылы Фарадей тарабынан жүргүзүлгөн. Тажрыйбалардын негизинде ал төмөндөгүдөй жыйынтыкка келген: *чынжырды бириктирген кездеги өзүнчө индукция тогу баштапкы токко карама-каршы багытталган; чынжырды ажыраткан кездеги өзүнчө индукция тогу баштапкы ток менен бирдей багытталган.*

Өзүнчө индукция кубулушу энергиянын сакталуу жана айлануу законунун негизинде толук түшүндүрүлөт. Эмне үчүн электр-магнитти өзүнө камтыган чынжырды бириктиргенде баштапкы токтун өсүшүндө бир катар тоскоолдуктар болот? Анткени ток булагы өзүнүн энергиясынын кыйла бөлүгүн электромагниттин магнит талаасынын энергиясын күчөтүүгө жумшайт. Чынжырды ажыраткан кезде магнит агымы жок болуш керек. Бирок, талаанын энергиясы жок болушу мүмкүн эмес, ал электр тогунун энергиясына айланат.

- ? 1. Өзүнчө индукция деген эмне?
2. Өзүнчө индукция кантип алынат?

§ 14. Өз ара индукция кубулушу

Убакыттын өтүшү менен өзгөрүп туруучу тогу бар өткөргүчтөргө жакын жайланышкан өткөргүчтөрдө индукцияланган токтун пайда болушу өз ара индукция кубулушу деп аталат. Эгер 1-контурдагы токтун күчү өзгөрсө, анда ток булагына туташтырылбаган 2-контурда, өз ара индукция э.к.к. менен мүнөздөлүүчү индукцияланган талаа пайда болот. Ошентип, гальванометр аркылуу байкалуучу индукцияланган токко ээ болобуз (21-сүрөт).



21-сүрөт.

Фарадейдин электр-магниттик индукция закону боюнча:

$$\varepsilon = - \frac{\Delta \Phi}{\Delta t},$$

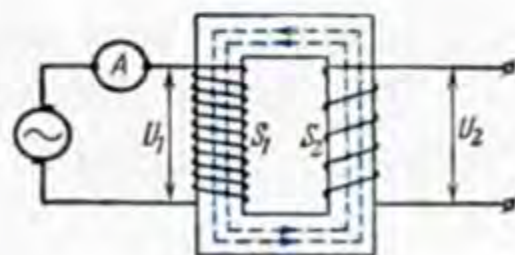
мындагы Φ – биринчи оромдогу ток пайда кылган магнит талаасынын магниттик индукция агымы. Бул магниттик индукция агымы 2-контур камтыган беттин аянтын кесип өтөт. Магниттик агым Φ контурдагы ток күчүнө пропорциялаш:

$$\Phi = MI, \quad (14.2)$$

мындагы M – биринчи жана экинчи контурдун өз ара индуктивдүүлүк коэффициенти деп аталат. M 1- жана 2-контурлардын өлчөмдөрүнө, геометриялык формаларына жана өз ара жайланыштарына көз каранды болот. Мындан тышкары контурлар жайланышкан чөйрөнүн салыштырмалуу магниттик өзгөрүмдүүлүгүнө да көз каранды.

Өзгөрүлмөлүү токтун чыналуусун жогорулатууга же төмөндөтүүгө колдонулуучу *трансформатордун* иштөө принциби өз ара индукция кубулушуна негизделген. Техникалык трансформатордун өзөгү туюк рамага жыйналган болот пластиналардан турат. Өзөккө оромолорунун саны ирети менен N_1 жана N_2 болгон биринчи S_1 жана экинчи S_2 оромдору коюлган (22-сүрөт). Өзгөрүлмөлүү ток I_1 биринчи оромдо өзгөрүлмөлүү магнит талаасын пайда кылат. Бул пайда болгон талаа экинчи оромдо өз ара индукция э.к.к-нүн пайда болушуна алып келет.

Трансформатордун биринчи оромунун учтарындагы чыналуунун чондугу экинчи оромдун учтарындагы чыналуунун чондугуна кандай катышса, биринчи оромдун тармактарынын саны экинчи оромдун тармактарынын санына дал ошондой катышары белгилүү болгон:



22-сүрөт.

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{N_1}{N_2} = k$$

k – турактуу чондугу трансформациялык коэффициенти деп аталат. Жогорулатуучу трансформатор үчүн $N_2 > N_1$ ($k < 1$) жана төмөндөтүүчү трансформатор үчүн $N_2 < N_1$ ($k > 1$) болууга тийиш.

- ? 1. Өз ара индукция кубулушу кандай алынат?
 2. Өз ара индуктивдүүлүк коэффициенти эмнелерден көз каранды?
 3. Трансформатордун иштөө принциби кандай жана эмнеге колдонулат?

§ 15. Индуктивдүүлүк

Электр тогу жана ал токту пайда кылган магнит талаасы дайыма бир-бирине байланыштуу болот. Фарадей ток менен магнит талаасынын бул тыкыз байланышынын негизинде магнит талаасынын таасири менен туюк өткөргүчтө электр тогун алууга болот деген ишенимде болгон. Демек, ток өзгөрсө, ошондой эле магнит агымы да өзгөрөт. Магниттик индукция Φ ал талааны пайда кылган ток күчүнө пропорционалдуу болот. Мындан, контурдагы ток жана ал пайда кылган толук магниттик агым бири-бирине пропорционалдуу экендиги келип чыгат:

$$\Phi = LI \quad (15.1)$$

Ток күчү менен толук магниттик агымдын ортосундагы пропорционалдуулук коэффициенти L катушканын *индуктивдүүлүгү* деп аталат.

Контур жайгашкан магниттик өткөрүмдүүлүк μ талаанын чыңалышына H көз каранды болбосо, толук магниттик агым Φ ток күчүнөн I сызыктуу көз карандылыкта болот. Мындай болбогон учурда μ ток күчүнөн I татаал функция болот. Демек, Φ тин I ден көз карандылыгы да бир кыйла татаалдыкты берет. (15.1) барабардыгында индуктивдүүлүк L ток күчүнөн I функция катары каралган. Ток күчү I өзгөрсө, анда толук агымдын Φ өзгөрүүсү, контурдун формасынын жана өлчөмүнүн өзгөрүүсүнүн эсебинен өтөт. Демек, индуктивдүүлүк L контурдун геометриясынан (б. а. анын формалары жана өлчөмдөрүнөн) ошондой эле контурду курчаган чөйрөнүн магниттик касиеттеринен (μ) көз карандыда болот.

Ток күчү өзгөргөн учурда контурда пайда болгон э.к.к. төмөнкүгө барабар:

$$\varepsilon = - \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} = - \frac{\Delta(LI)}{\Delta t}.$$

Эгер ток өзгөргөн кезде индуктивдүүлүк турактуу боюнча кала берсе (ферромагнетиктер жок болгон учурда гана L турактуу бойдон калат), анда:

$$\varepsilon = -L \frac{\Delta I}{\Delta t} \quad (15.2)$$

Ошентип, чынжырдагы токтун өзгөрүүсүнүн ылдамдыгы менен мында пайда болгон өзүнчө индукциянын э.к.к-нүн ортосундагы байланышты мүнөздөөчү чоңдук чынжырдын индуктивдүүлүгү деп аталат.

(15.2) формуласынан:

$$[L] = \frac{[\varepsilon] \cdot [t]}{[I]}$$

алууга болот. Эгер $\Delta t = 1$ сек, $\Delta I = 1$ ампер жана $\varepsilon = 1$ вольт десек, анда:

$$[L] = 1 \frac{B \cdot \text{сек}}{A} \text{ алынат.}$$

Бул бирдик СИ системасында генри (Гн) деп аталат (америкалык физик Д. Генринин атынан коюлган):

$$1 \text{ Гн} = 1 \frac{B \cdot \text{сек}}{A}$$

Генри деп, ток бир секунда ичинде 1 амперге өзгөргөндө өзүнчө индукциянын 1 вольтко барабар болгон электр кыймылдаткыч күчүн пайда кыла турган өткөргүчтүн (катушканын) индуктивдүүлүгү аталат.

Өзүнчө индукциянын катушкасындагы оромдордун саны канчалык көп болсо, катушканын индуктивдүүлүгү да ошончолук көп болот. Ошондой эле катушканын индуктивдүүлүгү ага темирден же кандайдыр бир магниттик материалдардан өзөк койгондо да абдан чоңоёт. Кыймылдаткычтардагы жана генераторлордогу электромагниттердин оромдору чоң индуктивдүүлүккө ээ болушат.

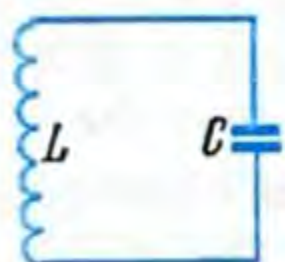
- ? 1. Чынжырдын индуктивдүүлүгү деп эмнени айтабыз?
2. Кандай бирдик генри деп аталат?

ЭЛЕКТР-МАГНИТТИК ТЕРМЕЛУУЛӨР

§ 16. Контурдагы эркин электр-магниттик термелүүлөр. Энергиянын айланыштары

Электр-магниттик термелүүлөрдү алуу үчүн электр талаасынын энергиясы магнит талаасынын энергиясына жана кайра тескерисинче айланып тургудай электр чынжырын түзүү керек. Мындай чынжыр *термелүүчү контур* деп аталат.

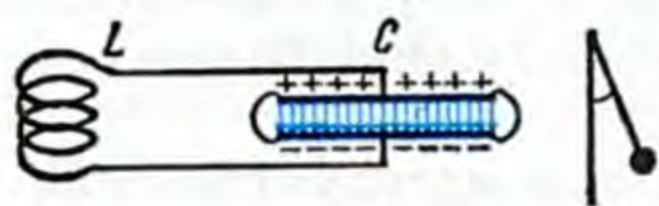
Магнит талаасы соленоидде, ал эми электр талаасы конденсатордо алынгандыктан жөнөкөй термелүүчү контурду индук-



23-сүрөт.

тивдүүлүгү L болгон соленоидден жана сыйымдуулугу C болгон конденсатордон түзсө болот (23-сүрөт). Термелүүчү контурду түзүүчү өткөргүчтөрдүн каршылыгы жетишерлик денгээлде аз болуусу керек, андай болбогондо контурда электр-магниттик термелүүлөр пайда болбойт.

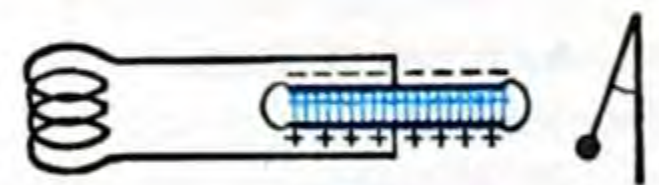
Термелүүчү контурдун конденсаторунда заряд, потенциалдардын айырмасы жана чынжырында электр тогу мезгили менен өзгөрүп турушу мүмкүн. Эгер бул өзгөрүүлөр конденсатордун бир жолу (однократно) заряддалышынан пайда бол-



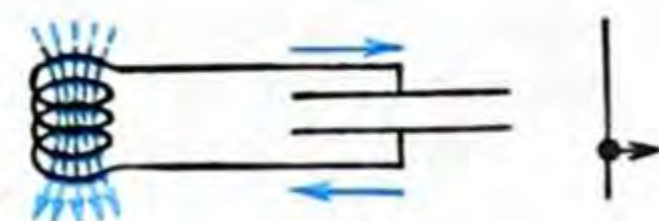
а)



б)



в)



г)

24-сүрөт.

со, анда термелүүчү контурда *эркин электр-магниттик термелүүлөр* пайда болот. Мындай электр-магниттик термелүүлөрдүн кандай пайда болушуна кененирээк токтолобуз. C сыйымдуулуктагы конденсаторду кандайдыр бир U_m чыңалууга дейре заряддап, аны индуктивдүүлүгү L болгон катушка менен туташтырабыз (24-сүрөт). Конденсаторду зарядсыздандыруу жаны гана башталган учур (24-сүрөт, а) да көргөзүлгөн. Бул учурда конденсатордо электр талаасы пайда болуп, ал эми катушкада алигиче магнит пайда боло элек болот. Ушуга байланыштуу контурдагы бардык ашык энергия электрдик болуп, ал $E_{эл} = CU_m^2 / 2$ формуласы менен туюнтулат. Заряддар конденсатордон ка-

тушкага өтө баштаганда катушкада өзүнчө индукциянын э.к.к. пайда болот да, ал токтун чоңоюшуна тоскоолдук кылат. Бирок токту токтото албайт. Ток конденсатор толук зарядсыз болгонго чейин чоңойо берет. Ушул моментте (24-сүрөт, б) чынжырдагы ток максималдуу чоңдукка I_m жетип, контурдагы бардык ашык энергия катушканын магнит таласынын энергиясына айланат.

Ал энергия $E_{\text{маг}} = LI_m^2 / 2$ формуласы менен туюнтулат. Эгер R каршылык өткөргүчтөрдү ысытууга кеткен энергияны эсепке албай коюуга мүмкүн болгондой өлчөмдө кичине болсо, анда $E_{\text{маг}} = E_{\text{эл}}$ болот. Ошентип, $R \approx 0$ болгон пределдик учурда, б. а. контурдагы өздүк термелүүлөр учурунда:

$$\frac{CU_m^2}{2} = \frac{LI_m^2}{2} \quad (16.1)$$

барабардыгы орун алат. Мындан кийинки моментте катушкадагы магнит талаасы азая баштайт.

Катушкадагы өзүнчө индукциянын э.к.к. токтун баштапкы багытын сактап турат. Мунун негизинде конденсатордо кайра заряддоо, б. а. магниттик энергия электр энергиясына айлануу процесси жүрөт.

Катушкадагы магнит талаасы жок болгондон кийин конденсатор кайрадан зарядсыздана баштайт (24-сүрөт, в) да, бардык электр энергиясы магниттик энергияга айланганга дейре контурда карама-каршы багытта ток пайда болот (24-сүрөт, г). Мындан кийин өзүнчө индукциянын э.к.к-нүн аракет этүүсүнүн эсебинен конденсатор кайрадан заряддалат да (24-сүрөттүн а) шартында көргөзүлгөндөй абалга келет. Ушуну менен контурдагы толук термелүү аяктайт. Толук бир термелүүгө кеткен убакыт электр-магниттик *термелүүнүн мезгили* деп аталат. Андан ары жогоруда айтылган процесс кайрадан ошол эле тартибинде кайталанат берет.

Контурдагы электр-магниттик термелүүлөрдүн механикалык термелүүлөр менен окшоштуктары бар экендигин белгилеп кетүүгө болот. Конденсатордун электр энергиясын маятниктин потенциалдык энергиясы менен, ал эми катушкадагы токтун магниттик энергиясын маятниктин кинетикалык энергиясы менен салыштырууга болот (24-сүрөттүн он жагын карагыла).

- ? 1. Термелүүчү контур кантип алынат?
 2. Эркин электр-магниттик термелүүлөр кайсыл учурда пайда болот?
 3. Контурдагы толук термелүү кандай жүрөт?

§ 17. Гармоникалык термелүү.

Мезгил жана жыштык

Электрдик термелүүчү контурду, б. а. индуктивдүүлүгү L болгон катушкадан жана сыйымдуулугу C болгон конденсатордон турган чынжырды карайлы (25-сүрөт). Эгер конденсатордун обклаткаларына $\pm q$ заряддарын жиберүү менен аны кандайдыр бир U потенциалдардын айырмасына дейре заряддап, анан K ачкычын туюктасак, анда конденсатор катушка аркылуу зарядсыздана баштайт. Чынжырда пайда болгон электр тогу, R каршылыгы аз болсо, өтө тез эле жогорулайт. Убакыттын өтүшү менен өзгөрүп турган электр тогу катушканын учтарында өзүнчө индукциянын э.к.к. барабар болгон потенциалдардын айырмасын пайда кылат:

$$\varepsilon_{\text{Өз. инд}} = L \frac{dI}{dt} \quad (17.1)$$

(конденсатордун обклаткаларындагы потенциалдардын айырмасынын белгисине карама-каршы белгиде). Контурдагы болуучу мындан аркы электр-магниттик термелүү процесстери жөнүндө өткөн параграфта толук айтылган. Аны бул жерде кайталоонун зарылдыгы жок. Мындан ары гармоникалык термелүүнүн алынышына токтолобуз.

Эгерде контурдун өлчөмү (туташтыруучу өткөргүчтөр, катушканын оромдорунун узундугу) кичине, ток күчүнүн өзгөрүү ылдамдыгы анча чоң эмес болсо, анда убакыттын берилген моментинде контурдун каалаган жеринде ток күчү бирдей деп эсептөөгө болот. Мындай шартта туюк контур үчүн Кирхгофтун экинчи эрежесин колдоно алабыз: убакыттын каалаган моментинде бардык э.к.к-нүн жана чыңалуунун төмөндөшүнүн алгебралык суммасы нөлгө барабар. Бул эреже турактуу ток үчүн гана так мааниге ээ. Өзүнчө индукциянын э.к.к. конденсатордун пластикаларындагы потенциалдар айырмасынын белгисине карама-каршы белгиге ээ болгондугуна байланыштуу Кирхгоф эрежеси төмөнкүдөй жазылат:

$$U - \varepsilon_{\text{Өз. инд}} + IR = 0, \quad (17.2)$$

$U = \frac{q}{C}$, $\varepsilon_{\text{Өз. инд}} = -L \frac{dI}{dt}$ экендигин эске алсак, анда (17.2) барабардыгын

$$\frac{q}{C} + L \frac{dI}{dt} + IR = 0 \quad (17.3)$$



25-сүрөт.

түрүндө да жаза алабыз. Алгач контурдагы өткөргүчтөрдүн каршылыктарын эн эле кичине, б.а. $R \approx 0$ жана бөлүнүп чыккан жылуулук аз деп кабыл алабыз. Мындан тышкары, контурда эч кандай электр энергиясы коромжулукка учурабайт деп болжолдойбуз: мисалга, конденсатордун обкладкаларынын ортосундагы диэлектриктин мезгилдүү поляризацияланышында катушкадагы темир өзөкчө кайра магниттенгенде энергия коромжу болбойт, ошондой эле электр-магниттик энергиянын айлана-чөйрөгө нурданышы жок деп эсептейбиз. Чыңалуунун толук төмөн-

дөшү IR потенциалдардын айырмасынан $U = \frac{q}{C}$ жана өзүнчө индукциянын э.к.к-үнөн өтө эле кичине болгон шартта (17.3) формуласын төмөндөгүдөй жазсак болот ($I = \frac{dq}{dt}$, $\frac{dI}{dt} = \frac{d^2q}{dt^2}$ экендигин эске алып):

$$\frac{d^2q}{dt^2} = -\frac{1}{LC}q \quad (17.4)$$

Бул теңдеме L жана C турактуу болсо гармоникалык термелүү кыймылындагы термелүүчү нерсенин ылдамдануусу менен тең салмактуу абалынын жылышуусу x ортосундагы байланышты

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\omega^2x \quad (17.5)$$

элестетет. Демек, бул эки теңдемени ((17.4) менен (17.5)) салыштыруудан термелүүнүн бурчтук жыштыгы жана мезгили

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}; T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{LC} \quad (17.6)$$

барабар экендигин көрөбүз. Мындагы экинчи барабардык Томсон формуласы деп аталат. Ал эми (17.4) дифференциалдык теңдемесинин чыгарылышы

$$q = q_0 \sin \omega t, \quad (17.7)$$

конденсатордун обкладкаларындагы заряддардын өзгөрүү законун туюнтат.

Контурдагы ток күчү I , потенциалдардын айырмасы U , конденсатордун обкладкаларынын ортосундагы электр талаасынын чыңалышы E убакыттын өтүшү менен гармоникалык закон боюнча өзгөрөт:

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

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

$$E = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon S} = E_0 \sin \omega t. \quad \left(E_0 = \frac{q_0}{\epsilon_0 \epsilon S} \right).$$

Ошентип, каршылык жок, энергия кандайдыр бир коромжулукка учурабаган кезде контурдагы электр-магниттик термелүү мезгили контурдун параметрлеринен L жана C гана көз каранды болгон гармоникалык термелүү болот. Мындай учурда конденсатордун электр талаасы менен катушканын магнит талаасынын суммасына барабар болгон контурдун термелүү энергиясы:

$$W = \frac{CU^2}{2} + \frac{LI^2}{2}, \quad (17.8)$$

убакыттын өтүшү менен өзгөрбөйт. Контурдагы термелүү, механикалык системалардагыдай эле, бир түрдөгү энергиянын экинчисине мезгилдүү айланышын берет.

- ? 1. Туюк контур үчүн Кирхгофтун экинчи эрежеси кандай жазылат?
2. Томсон формуласы эмнени туюнтат?
3. Термелүүнүн бурчтук жыштыгы кандай туюнтулат?

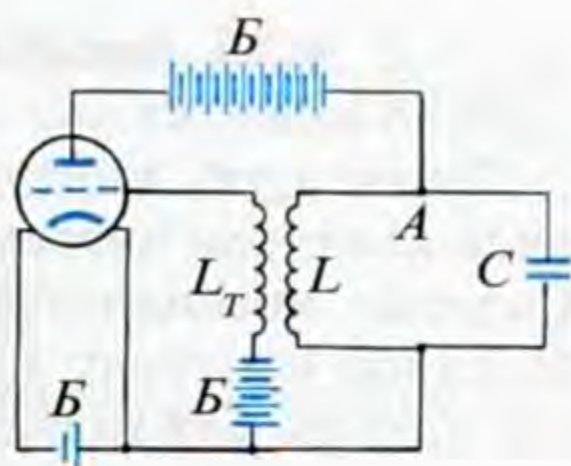
§ 18. Басаңдама электр-магниттик термелүүлөр. Басаңдабас электр-магниттик термелүүлөрдү алуу

Контурда активдүү каршылыктын R болгондугуна байланыштуу заряддардын ар бир термелүүсүндө өткөргүчтөр ысып, контурдан энергия уламдан улам азая берет. Бул болсо контурдагы эркин термелүү басаңдама болорлугун көргөзөт. Демек, термелүүнүн басаңдоо ылдамдыгы каршылыктын чоңоюшу менен жогорулай берет. Басаңдама электр-магниттик термелүүлөр практикалык колдонууларга ыңгайсыз. Ошого байланыштуу контурда басаңдабас термелүүлөрдү алуу зарылдыгы келип чыгат. Ал үчүн өткөргүчтөрдү ысытууга кеткен энергияларды компенсациялоочу кошумча энергияны алуу талап кылынат. Контурдагы энергияны *лампалык генератордун* жардамы менен толуктоого болот. Ошентип, термелүү контурун триоддун аноддук чынжырына туташтыруу жолу менен басаңдабас электр-магниттик термелүүлөрдүн алынышы мүмкүн.

Лампалык генератор деп аталгандыгы анын негизги бөлүктөрүнүн бири болуп, үч электроддуу электрондук лампа-триод эсептелгендигинде. Эми лампалык генератордун иштөө прин-

цибин карайлы. Анын жөнөкөй түрдөгү схемасы 26-сүрөттө берилген.

Сыйымдуулугу C жана индуктивдүүлүгү L болгон термелүүчү контуру триоддун A аноддук чынжырына туташтырылат. Бул контурда басандабас электр-магниттик термелүү сакталышы керек. Ал эми торчонун чынжырына L катушкасы менен индуктивдүү байланыштагы L_T катушкасы туташтырылган. Аноддук чынжыр туташтырылганда C конденсатору заряддалат да A контурунда электр-магниттик термелүүлөр пайда боло баштайт. L жана L_T катушкаларынын ортолорундагы индуктивдүү байланыштын натыйжасында лампанын торчосунун чынжырында жыштыгы A контурундагыдай болгон аргасыз термелүүлөр пайда болот. Мунун натыйжасында аноддук чынжырда ток күчү өзгөрөт. Лампанын аноддук чынжырындагы токту импульстары A контурундагы электр-магниттик термелүүнүн натыйжасында келип чыккандыктан, алар бул термелүүлөрдү автоматтык түрдө аноддук батареянын энергиясынын чыгымдалышынын эсебинен кармап турат.



26-сүрөт.

Жогоруда каралган лампалык генератордун жардамы менен жогорку жыштыктагы термелүүнү алууга болот. Мындай термелүүлөр техникада кеңири колдонулат. Мисалга, бардык радиостанциялар лампалык генератордун жардамы менен иштешет. Ошондой эле башка дагы көптөгөн радиотехникалык түзүлүштөрдө да пайдаланылат. Өзгөрүлмөлүү сыйымдуулуктагы конденстордун же L катушкасынын индуктивдүүлүгүнүн өзгөрүүсүнүн жардамы менен A контурундагы термелүүнүн жыштыгын керектүү чондукка дейре жеткирүүгө болот. Мындай көз карандылык Томсондун формуласынан

жардам алынат:

$$\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (18.1)$$

көрүнүп турат. C менен L канчалык кичине мааниге ээ болсо термелүүнүн жыштыгы ошончо чоң болот.

- ? 1. Басандабас электр-магниттик термелүүлөр кантип алынат?
2. Лампалык генератордун иштөө принциби кандай?
3. Аргасыз электр-магниттик термелүүлөр кантип пайда болот?
4. Электр-магниттик термелүүлөрдүн жыштыгы кайсы физикалык чоңдуктарга көз каранды?

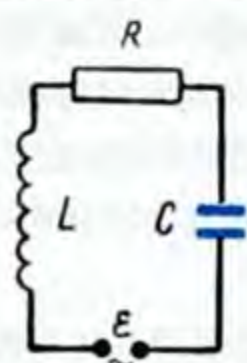
§ 19. Аргасыз электр-магниттик термелүүлөр

Термелүүчү контурга сырттан мезгилдүү э.к.к. таасир этсе, анда контурда **аргасыз** электр-магниттик термелүү пайда болот. Сырткы мезгилдүү э.к.к. ар кандай жолдор менен берилет. Мисалы, контурду э.к.к-нүн булагы менен индуктивдүү электр-магниттик байланыштыруу жолу, же болбосо, ток булагын контурга түздөн түз туташтыруу ыкмасы колдонулат.

Биз 27-сүрөттө көргөзүлгөндөй контурдагы термелүүнү карайбыз. Мейли, тышкы э.к.к. убакыт боюнча синусоидалдык закон менен өзгөрсүн дейли

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \sin \omega t. \quad (19.1)$$

Мында ε_0 э.к.к-нүн амплитудалык мааниси, ω – өзгөрмөлүү э.к.к-нүн циклдык (айланма) жыштыгы. Контурга туташтырылган тышкы ток булагы оң жумуш аткарат. Демек, контурдагы ток,



27-сүрөт.

бул ток булагы пайда кылган электр талаасына E багытталып аккан учурда гана контурдагы энергияны көбөйтө алат. Тескерисинче, тышкы э.к.к. терс жумуш аткарып, контурдагы энергияны азайтат. Бул учурда ток E ге карама-каршы багытта агууга тийиш. Эгер тышкы э.к.к бар кезинде каршылыктуу контурда басандабас термелүү пайда болсо, анда бир термелүү мезгилинде тышкы булактын аткарган

жумушу оң болуп, ал жумуш ушул эле убакыт аралыгында контур тарабынан сарпталган энергияга барабар болот.

Термелүүнүн жыштыгы чоң болбосо, ошондой эле контурдун өткөргүчтөрүнүн узундугу да анча узун болбосо, анда контурдун бардык кесилишинде убакыттын ар бир моментинде ток күчү бирдей болот деп болжолдоого болот. Мындай учурда туюк контур үчүн Кирхгофтун экичи эрежесин колдоно алабыз; контурдагы чыңалуунун төмөндөшүнүн суммасы $IR + U$ бул контурда аракет этүүчү э.к.к-нүн суммасына барабар.

Турактуу термелүү учуру үчүн ток күчү

$$I = I_0 \sin(\omega t - \varphi), \quad (19.2)$$

барабардыгы менен туюнтулат. Эсептөөлөр токтун амплитудасы жана ток менен тышкы э.к.к-нүн ортолорундагы фазалардын айырмасы үчүн төмөнкү жыйынтыкты берет:

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}}, \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{L\omega - \frac{1}{C\omega}}{R}. \quad (19.3)$$

Ошентип, контурдагы токтун амплитудасы R ден жана L, C, ω параметрлеринин ортолорундагы катыштан көз каранды болот.

Эгер

$$L\omega = \frac{1}{C\omega} \quad \text{же} \quad \omega = \frac{1}{\sqrt{LC}},$$

болсо, R турактуу кезинде ток максималдуу амплитудага жетишет

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0}{R}; \quad \operatorname{tg} \varphi = 0; \quad \varphi = 0. \quad (19.4)$$

$\omega = 1/\sqrt{LC}$ шарты тышкы күчтүн жыштыгы өздүк термелүүлөрдүн жыштыгына барабар дегенди билдирет. Мындай шартта тышкы булактан контурга бир термелүү мезгилинде келүүчү энергия максимум маанисине жетет, б. а. ток булагы эң жогорку пайдалуу кубаттуулукту аткарат.

- ? 1. Контурда аргасыз электр-магниттик термелүү качан пайда болот?
2. Контурдагы токтун амплитудасы кайсыл физикалык чоңдуктардан көз каранды?
3. Кандай шартта ток күчү максималдуу амплитудалык маанисине жетишет?

ӨЗГӨРМӨ ТОК

§ 20. Өзгөрмө ток. Өзгөрмө токтун генератору

Өткөн темаларда контурдагы эркин жана аргасыз болуучу электр-магниттик термелүүлөр каралды. Алардын ичинен контурда болуучу эркин электрдик термелүү бат эле өчүп калат. Ошого байланыштуу мындай термелүүлөр практика жүзүндө колдонулбайт. Ал эми аргасыз өчпөөчү термелүүлөр зор практикалык мааниге ээ болот.

Өндүрүштө, үй-тиричилигинде колдонулуучу өзгөрмө ток аргасыз электрдик термелүүнүн натыйжасы болуп эсептелет. Ток күчү жана чыңалуу убакыттын өтүшү менен гармониялык закон боюнча өзгөрөт. Ошентип, өзгөрмө ток модулу жана багыты боюнча мезгил мезгили менен өзгөрүп туруучу ток болуп эсептелет.

Чыңалуу жана ток күчү толук бир термелүү жасоочу убакыт аралыгы өзгөрмө мезгили T болуп эсептелет

$$T = \frac{2\pi}{\omega}. \quad (20.1)$$

Өзгөрмө токтун убакыт бирдиги ичиндеги термелүү мезгил саны өзгөрмө *токтун жыштыгы* деп аталат. Жыштык термелүү мезгилине тескери чоңдук:

$$\nu = \frac{1}{T}. \quad (20.2)$$

Электр-техникалык өндүрүштөрдө, үй-тиричилигинде секундасына 50 мезгилдүү жыштыктагы, башкача айтканда секундасына 50 термелүү жасоочу ($\nu=50$ Гц (*герц*)) өзгөрмө ток колдонулат. $\omega=2\pi/T=2\pi\nu$ чоңдугу айланма жыштыкты берет. Мындай ток төмөнкү жыштыктагы ток деп аталат. Практика жүзүндө атайын максат үчүн жыштыгы миллиондогон *герц* болгон ток да колдонулат. Мындай ток жогорку жыштыктагы ток делинет.

Өзгөрмө электр тогу электр станцияларындагы генератор аркылуу пайда болот. Өзгөрмө токтун алуу үчүн колдонулуучу машинаны өзгөрмө *токтун генератору* деп аталат. Электр генераторунда механик энергия электр энергиясына айланат.

Мындай генератордун жөнөкөй модели болуп, турактуу магнит талаасында айлануучу өткөргүч зымдан жасалган төрт бурчтуу рама эсептелет. Аянты S болгон зымдан жасалган төрт бурчтуу раманы кесип өтүүчү магниттик индукциянын агымы Φ , рамага түшүрүлгөн нормал менен магниттик ин-

дукциянын векторунун ортосундагы α бурчунун косинусуна пропорционалдуу (28-сүрөт).

$$\Phi = BS \cos \alpha \quad (20.3)$$

Рама бир калыпта айланган учурда α бурчу убакытка түз пропорциялаш чоңойот

$$\alpha = 2\pi n t. \quad (20.4)$$

мында n – айлануу жыштыгы. Ушуга байланыштуу магниттик индукциянын агымы гармониялык закон боюнча өзгөрүүгө дуушар болот:

$$\Phi = BS \cos 2\pi n t.$$

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

$$\Phi = BS \cos \omega t. \quad (20.5)$$

Электр-магниттик индукция закону боюнча рамадагы индукциянын э.к.к. магниттик индукция агымынын өзгөрүү ылдамдыгынын б.а. магниттик индукция агымынын убакыт боюнча туундусунун минус белгиси менен алынганына барабар:

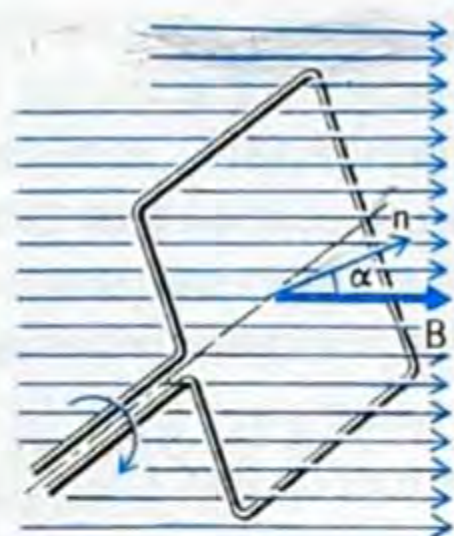
$$e = -\frac{d\Phi}{dt} = BS\omega \sin \omega t.$$

Бул жердеги B , S жана ω турактуу чоңдуктар болгондуктан алардын көбөйтүндүсүн бир эле ε_m тамгасы менен белгилеп койсок болот.

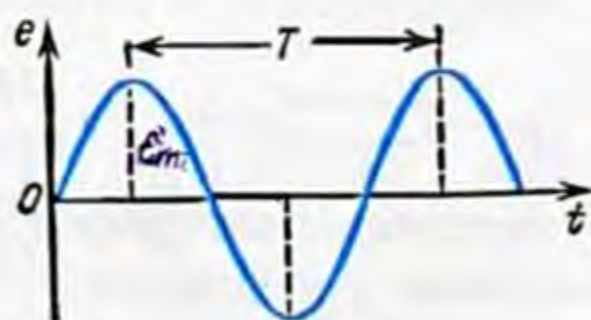
$\varepsilon_m = BS\omega$ индукциянын э.к.к-нүн амплитудасын туюнтат. Анда

$$e = \varepsilon_m \sin \omega t; \quad \text{же} \quad e = \varepsilon_m \sin \frac{2\pi}{T} t \quad (20.6)$$

Синустун максимум мааниси бирге барабар. Демек, (20.6) формуласындагы ε_m рама айланган кезде анда пайда болуучу э.к.к-нүн максималдуу чоңдугун көргөзөт. Э.к.к-нүн синусоидалдык өзгөрүүсү 29-сүрөттө график түрүндө көргөзүлгөн. Өзгөрмө токтун көз ачып жумганча болгон чоңдуктарын кичине тамга менен, ал эми максималдуу, амплитудалыктарын баш тамга аркылуу белгилөө кабыл алынган. Мисалы, ток күчүнүн көз ачып жумганча болгон мааниси i тамгасы аркылуу бел-



28-сүрөт.



29-сүрөт.

гиленсе, амплитудалыгы I_m менен белгиленет. Ошондой эле чыналуу да i жана U_m тамгалары менен белгиленет. (20.6) формуласындагы өзгөрмө токтун айланма (циклдик) жыштыгы раманын магнит талаасындагы айлануу ылдамдыгы менен дал келет. Ал эми өзгөрмө токтун өзгөрүү мезгили T раманын айлануу мезгилине барабар.

- ? 1. *Өзгөрмө токтун мезгили эмнеге барабар?*
 2. *Өзгөрмө токтун жыштыгы деп эмнени айтабыз?*
 3. *Генератордун жөнөкөй модели кандай?*

§ 21. Өзгөрмө токтун чынжырындагы каршылыктары

X класстын физика курсунан турактуу токтун негизги закону болгон Ом законун $I=U/R$ билебиз. Бул закон чынжырдын бөлүгүнөн өткөн ток күчүнүн I ушул бөлүктүн учтарынын ортосундагы чыңалууга пропорционалдуу экендигин көргөзөт. Мындан U/I катышы турактуу маанини берээрлиги (U же I чоңдуктарынан көз каранды эместиги) келип чыгат. Бул закон өзгөрмө ток үчүн да орун алат. Бир гана турактуу ток кезиндеги R каршылыгынын ордуна чынжырдын бөлүгү үчүн электрдик толук каршылык Z алынат.

Төмөндө өзгөрүлмөлүү чыңалуудагы булакка туташтырылган чынжырда кандай каршылыктар боло тургандыгын карап көрөлү. Сыйымдуулукка C , индуктивдүүлүккө L жана активдүү каршылыкка R ээ болгон чынжырдагы өзгөрмө токтун амплитудасы I_m , ошол чынжырдагы чыңалуунун амплитудасы U_m , жана ω жыштыгы аркылуу төмөндөгүдөй туюнтулат:

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad (21.1)$$

(21.1) формуласынын бөлүмүндө турган

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad (21.2)$$

туюнтмасы өзгөрмө токтун чынжырындагы толук электрдик каршылык деп аталат.

Эгер чынжыр бир эле активдүү каршылыктан R турса, анда токтун амплитудасы төмөнкүгө барабар болот:

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

Каалагандай реалдуу чынжырда R , L , жана C чектүү маанилерге ээ болушат. Айрым учурларда бул параметрлердин маанилеринин кичинелигине байланыштуу айрымдарынын токко тийгизген таасири эсепке алынбайт. Эгерде чынжырдын каршылыгын R нөлгө барабар, ал эми C ти чексизге барабар дей турган болсок, анда (21.1) формуласынан $I_m = \frac{U_m}{\omega L}$, барабардыгын алабыз. Мындагы

$$X_L = \omega L, \quad (21.3)$$

чондугу чынжырдын **индуктивдүүлүк каршылыгы** деп аталат. Эгер L ди *генри* менен, ал эми ω *рад/с* аркылуу туюнтсак, анда X_L Ом аркылуу жазылат. Акыркы (21.3) барабардыгынан индуктивдүүлүк каршылыгы ω жыштыгынын чоңойушу менен өсөрү көрүнүп турат. Ток турактуу болсо ($\omega = 0$) индуктивдүүлүк каршылык көрсөтпөйт.

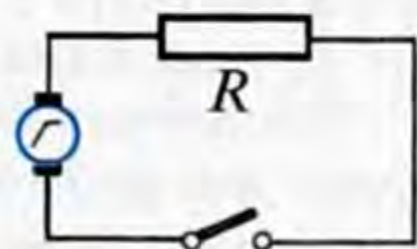
Эми R жана L нөлгө барабар болсун дейли. Анда (21.1) формуласы боюнча $I_m = \frac{U_m}{1/\omega C}$. Бөлүмүндөгү

$$X_C = \frac{1}{\omega C}, \quad (21.4)$$

чондугу *сыйымдуулук каршылыгы* деп аталат. C *фарада*, ал эми ω *рад/с* аркылуу алынса, анда X_C Ом менен туюнтулат. Жыштыктын ω өсүшү менен сыйымдуулук каршылыгы кемийт ((21.4) барабардыгын кара). Турактуу ток үчүн

$$X_C = \infty.$$

Демек, турактуу ток конденсатор аркылуу өтө албайт. Анткени анын обкладкаларынын ортосунда диэлектрик болот. Туташтыруучу өткөргүчтөрдөн жана индуктивдүүлүгү кичине, бирок каршылыгы R чоң болгон электр чынжыры болсун дейли. Мындай чынжырдагы электр каршылыгы *активдүү каршылык* деп аталат. R каршылыгынын активдүү деп аталгандыгы генератордон келген энергияны чынжырдын өзүнө кабыл алгандыгына байланыштуу. Бир гана активдүү каршылыктан турган өзгөрмө токтун чынжыры жөнөкөй чынжыр болуп эсептелет (30-сүрөт). Мындай чынжырда бардык электр энергиясы бир гана жылуулук аракетине



30-сүрөт.

зарпталат. Буга мисал катары электр плиткасын, ысытуучу приборлорду, кызытма лампасын ж.б. келтирсек болот.

Активдүү каршылыктан гана турган чынжырдагы чыңалуу жана ток күчү өзгөрүү процесстеринде дайыма бирдей фазаларга ээ болушат. Мындай учурда чыңалуу менен ток күчүнүн максималдуу, ошондой эле аракет этүүчү маанилери үчүн кадимки Ом закону орун алат

$$I_m = \frac{U_m}{R} \quad \text{жана} \quad i = \frac{U}{R} \quad (21.5)$$

Чынжырдын учтарындагы чыңалуу жана ток күчүнүн көз ачып жумганча болгон мааниси гармоникалык закон боюнча өзгөрөт:

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

- ? 1. Толук электрдик каршылык кандай туюнтулат?
2. Индуктивдүүлүк каршылыгы кандай жазылат?
3. Сыйымдуулук каршылыгы деп эмнени айтабыз?
4. Активдүү каршылык деген эмне?
5. Чынжырдын учтарындагы чыңалуу жана ток күчүнүн көз ирмемге болгон мааниси кандай өзгөрөт?

§ 22. Токтун жумушу жана кубаттуулугу. Кубаттуулуктун бирдиктери

Күндөлүк турмуштан электр тогу ар кандай жумуштарды аткарууну билебиз. Алып айтсак, электр кыймылдаткычынын жардамы менен траллейбустар, станоктор, көтөрүүчү крандар ж.б. кыймылга келишет. Электр энергиясы каалагандай башка түрдөгү энергияга айланат. Электр энергиясынын башка түрдөгү энергияга айланышынын чени болуп, электр талаасынын заряддарды чынжыр боюнча жылдыруу күчүнүн жумушу эсептелет.

Чынжырдын тышкы бөлүгүнүн чыңалуусу U болсун дейли. Анда q кулон заряддын чынжырдын берилген бөлүгүндө жылдырууга кеткен жумуш $A = Uq$ болот. Бирок $q = It$ болгондуктан

$$A = UIt. \quad (22.1)$$

Ошентип, чынжырдын бөлүгүндөгү турактуу токтун жумушу ушул бөлүктүн учтарындагы чыңалууну ал аркылуу агып өткөн ток күчүнө жана ток өткөн убакытка көбөйткөнгө барабар.

Убакыттын эң кичине бөлүгү ичиндеги өзгөрмө токтун i өзгөрүүсүз деп эсептөөгө болот. Ушуга байланыштуу өзгөрмө токтун чынжырындагы көз ирмемче болгон жумушту (A) да ушундай эле формула менен аныктай алабыз.

$$a = uit \quad (22.2)$$

Бул формуладагы чынжырдын учтарындагы чыңалуу u гармоникалык закон боюнча өзгөрсө

$$u = U_m \cos \omega t, \quad (22.3)$$

ток күчү i да убакыт боюнча ошол эле жыштыкта гармоникалык өзгөрүүгө туш келип, жалпысынан алганда чыңалууга карата φ фазага жылышкан болот.

$$i = I_m \cos(\omega t + \varphi). \quad (22.4)$$

Жогорку формуладагы U_m жана I_m ирети менен чыңалуунун жана токтун амплитудалары, б. а. чыңалуунун жана токтун модулдары боюнча максималдуу маанилери.

Чынжырдын берилген бөлүгүндө электр энергиясынын башка түрдөгү энергияларга айлануу ылдамдыгын мүнөздөөчү чоңдук **токтун кубаттуулугу** деп аталат.

Кубаттуулук жумуштун ошол жумуш аткарылган убакытка болгон катышы катары эсептелет. P – токтун кубаттуулугу, A – токтун жумушу, ал эми t ток өткөн убакыт болсо, анда

$$P = \frac{A}{t} \quad \text{же} \quad P = UI. \quad (22.5)$$

Чынжырдын бөлүгүндөгү токтун кубаттуулугу ушул бөлүктүн учтарындагы чыңалууну ал аркылуу агып өткөн ток күчүнө көбөйткөнгө барабар. Бул аныктаманы физикалык мааниси боюнча төмөндөгүдөй да түшүндүрүүгө болот. Чыңалуу электр талаасынын бирдик зарядды жылдыруу жумушу болгондуктан, UI көбөйтүндүсү бирдик убакыт ичинде өткөргүчтүн туура кесилиши аркылуу агып өтүүчү зарядды жылдыруу жумушу, б. а. кубаттуулугу болуп эсептелет.

Жогоруда белгиленгендей эле убакыттын эң кичине бөлүгү ичинеги өзгөрмө токтун өзгөрүүсүз деп эсептөөгө болот. Демек, өзгөрмө токтун чынжырындагы көз ирмемче болгон кубаттуулукту төмөндөгүдөй жаза алабыз:

$$p = ui \quad (22.6)$$

Бул формуладагы u менен i (22.3) жана (22.4) барабардыктары аркылуу аныкталышат. Ушуга байланыштуу көз ирмемче болгон кубаттуулукту

$$p = U_m I_m \cos \omega t \cdot \cos(\omega t + \varphi) \quad (22.7)$$

түрүндө жазсак болот.

Мезгилдин бир бөлүгү өткөнчө энергия чынжырдын берилген бөлүгүнө келип турат ($p > 0$). Ал эми мезгилдин башка бөлүгү

өткөнчө энергиянын кандайдыр бир бөлүгү кайрадан чынжырга кетет ($p < 0$). Ошентип, кубаттуулук убакыттын өтүшү менен модулу боюнча да, ошондой эле белгиси боюнча да өзгөрүп турат. Ушуга байланыштуу бардык учурда тең көп мезгилди ичине камтыган жетишерлик чон убакыт аралыгы үчүн чынжырдын бөлүгүндөгү орточо кубаттуулукту билүү керек болот. Бул үчүн бир мезгил ичиндеги орточо кубаттуулукту аныктоо жетиштүү.

Бир мезгилдеги орточо кубаттуулукту табуу үчүн эки косинустун көбөйтүндүсүнүн формуласын колдонуу менен (22.7) 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 убакыттан көз карандысыз болуп калды. Ал эми экинчи мүчөнүн бир мезгил ичиндеги орточо мааниси нөлгө барабар. Ошентип, бир мезгил ичиндеги орточо кубаттуулук убакыттан көз каранды болбогон биринчи мүчөгө барабар болот:

$$\bar{p} = \frac{U_m I_m}{2} \cos \varphi = \frac{U_m}{\sqrt{2}} \cdot \frac{I_m}{\sqrt{2}} \cos \varphi \quad (22.8)$$

Мындагы $\frac{U_m}{\sqrt{2}}$ менен $\frac{I_m}{\sqrt{2}}$ чоңдуктары ирети менен өзгөрмө чыңалуунун жана өзгөрмө токтун күчүнүн аракет этүү мааниси

деп аталып, U жана I аркылуу белгиленет ($U = \frac{U_m}{\sqrt{2}}$, $I = \frac{I_m}{\sqrt{2}}$). Эми

(22.8) формуласын төмөндөгүдөй жаза алабыз:

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

Бул чоңдук чынжырдын бөлүгүндөгү өзгөрмө токтун кубаттуулугу деп аталып, P аркылуу белгиленет:

$$P = UI \cos \varphi. \quad (22.9)$$

Ошентип, чынжырдын бөлүгүндөгү өзгөрмө токтун кубаттуулугу ток менен чыңалуунун аракет этүү маанилери аркылуу аныкталат. Ошондой эле чыңалуу менен токтун ортолорундагы фазалык жылышуудан φ да көз каранды болот. (22.9) формуласындагы $\cos \varphi$ көбөйтүүчүсү кубаттуулуктун коэффициентин деп аталат.

СИ системасында кубаттуулуктун бирдиги үчүн

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

алынат. Кубаттуулуктун чоңураак бирдиктери болуп 1 гектоватт (1 $гВт$) жана 1 киловатт (1 $кВт$) эсептелет:

$$1 \text{ гВт} = 100 \text{ Вт},$$

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

- ? 1. Чынжырдын бөлүгүндөгү турактуу токтуун жумушу эмнеге барабар?
2. Токтуун кубаттуулугу кандай аныкталат?
3. Орточо кубаттуулук кантип аныкталат?
4. Кубаттуулуктун бирдиктери кандай?
5. Кубаттуулуктун коэффициенттери деген эмне?

§ 23. Электр энергиясын аралыкка берүү

Турмушту электр энергиясыз жашоого элестетүүгө мүмкүн эмес. Үй тиричилигинен баштап өндүрүш жайларына дейре электр энергиясы талап кылынат. Ал эми электр станцияларын каалаган жерге тургуза берүүгө да мүмкүндүк болбойт. Кыргыз республикасынын шартында суу ресурстары 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 алыс аралыкка жайгашкан өндүрүштүк жайларга, колдонулуучу жерлерге жеткирүү зарылдыгы келип чыгат. Электр энергиясын аралыкка берүү өткөргүчтөр аркылуу иш жүзүнө ашырылат.

Электр энергиясын алыскы аралыкка берүүдөгү эң негизги проблема электр станциясын колдонулуучу жай менен туташтыруучу өткөргүчтөрдү ысытууга кеткен токту мүмкүн болушунча азайтуу болуп эсептелет. Джоуль-Ленцтин закону боюнча өткөргүчтөрдү ысытууга кеткен энергия

$$Q = I^2 R t \quad (23.1)$$

формуласы 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 азайтуу зарылдыгы келип чыгат. Электр-станциядан энергияны пайдалануучу жайга чейин туташтыруучу өткөргүчтөрдүн каршылыгын азайтыш үчүн сөзсүз ал өткөргүчтөрдүн туурасынан кесилиш аянттарын чоңойтуу зарыл. Алыс аралыкка мындай өткөргүчтөрдү колдонуу пайдасыз, ашыкча чыгымды талап кылат. Ошентип, Q жүзүндө линиядагы каршылыкты белгилүү деңгээлге

чейин төмөндөтүү өтө кыйынчылыкка алып келет. Ушуга байланыштуу экинчи мүмкүндүгү болгон ток күчүн төмөндөтүү зарылдыгы пайда болот.

Токтун кубаттуулугу ток күчүн чыңалууга көбөйткөнгө барабар ($P = IU$, $\cos\varphi = 1$). Демек, берилүүчү кубаттуулукту сакташ үчүн ток күчүн азайтуу менен ошол эле учурда чыңалууну ошончолук чоңдукка чоңойтуу жетиштүү.

Электр энергиясы берилүүчү өткөргүчтөрдөгү чыңалуу канчалык чоң болсо, ошончолук пайдалуу болот. Анткени бул учурда ток күчү төмөндөө менен өткөргүчтөрдү ысытууга кеткен энергия азаят (өткөргүчтөрдү ысытууга кеткен энергия ток күчүнүн квадратына пропорционалдуу). Берилүүчү кубаттуулукту сактап калуу менен өзгөрмө токтун чыңалуусун чоңойтуу трансформатор аркылуу гана иш жүзүнө ашырылат. Ошондуктан, азыркы шартта трансформаторсуз электр энергиясын алыс аралыкка берүү мүмкүн эмес. Электр энергиясын алыскы аралыкка берүү схемасы 31-сүрөттө берилген.

Электр станциясында жогорулатуучу трансформатор коюлат. Муну менен колдонулуучу жайга жогорку чыңалуудагы ток

жогорулатуучу трансформатор төмөндөтүүчү трансформатор



31-сүрөт.

берилет. Ал эми колдонулуучу жайдын алдына төмөндөтүүчү трансформатор орнотулат.

Ошентип энергия талап кылуучу жай нормалдуу чыңалуудагы электр энергиясын ала алат. Нормалдуу чыңалуудагы ток колдонулууга да коркунучсуз, анчалык деле өзгөчө изоляцияны талап кылбайт.

Электр энергиясын өткөргүчтөр аркылуу аралыкка берүү, биринчи жолу тажрыйба жүзүндө 1874-жылы, орус электриги Ф. А. Пироцкий тарабынан жүргүзүлгөн. Ал 6 кВт кубаттуулуктагы электр тогун 1 км аралыкка берүүнү иш жүзүнө ашырган.

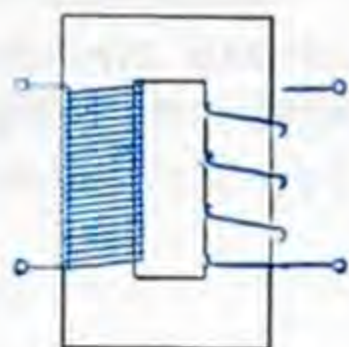
Ф. А. Пироцкийдин бул ийгилиги орус окумуштуусу Д. А. Лачиновду кызыктырып, ал дүйнөдө биринчи жолу теория жүзүндө электр энергиясын алыскы аралыкка берүү мүмкүндүгүн иштеп чыккан. Ошону менен бирге эле электр энергиясын өткөргүч аркылуу берүүдө зарпталган энергияны азайтуу үчүн токтун чыңалуусун жогорулатуу зарылдыгын далилдеген.

- ? 1. Электр энергиясын алыскы аралыкка берүүдөгү проблемалар кандай?
2. Өткөргүчтөрдү ысытууга кеткен энергияны азайтуунун жолдору кайсы?

3. Электр энергиясын аралыкка берүүдөгү орус электриги Ф.А. Пироцкийдин жана орус окумуштуусу Д. А. Лачиновдун ролдору?

§ 24. Трансформатор

Өзгөрмө токтун күчүн жана чыңалуусун турактуу жыштыкта өзгөртүп түзүүчү прибор *трансформатор* деп аталат. Ал 1876-жылы орус физиги П.Н. Яблочков тарабынан ойлоп табылган. Анын трансформатору изоляцияланган зымдары бар эки катушкалуу стержен түрүндөгү темир өзөкчөдөн турган. Андан кийин И.Ф. Усагин бул трансформаторду туюк өзөкчөнү колдонуу менен андан ары өркүндөтүп кайрадан иштеп чыккан. Трансформатордун иштөө принциби электрмагниттик индукция кубулушуна негизделген. Анын өзөгү бири-биринен изоляцияланган жука болот пластиналардан турган төрт бурч формасындагы туюк рама болуп эсептелет. Ага ар кандай сандагы зым оромдору бар эки катушка кийгизилет. Эки катушкадагы зым оромдору изоляцияланып бири-бирине кошулбайт (32-сүрөт). Орому өзгөрмө токтун булагына туташтырылган катушка **биринчи**, ал эми керектелүүчүгө туташтырылганы **экинчи** деп алат. Биринчи катушкага келүүчү өзгөрмө ток трансформатордун өзөкчөсүндө өзгөрмө магнит талаасын түзөт. Бул талаа **экинчи** катушкада 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 кайрадан магниттеп турууда мүмкүн болушунча аз энергия зарпталып турушу керек. Андай болбогондо трансформатор өтө ысып кетет. Ушуга байланыштуу өзөкчөнү даярдоочу материал катары атайын трансформатордук болот пайдаланылат.



32-сүрөт.

Эгер трансформатордун экинчи катушкасынын чынжыры ажыратылган болсо, анда биринчи катушкадагы туюк чынжырда ток бир кыйла аз болот. Бул трансформатордун эң чоң өзүнчө индукцияга ээ болуусу менен түшүндүрүлөт. Биринчи катушкада пайда болгон өзүнчө индукциянын э.к.к. анын учтарындагы чыңалууга дээрлик тактыкта барабар болуп, чыңалууга карама-каршы аракет кылат. Бул учурда биринчи катушканын оромосунда куру жумуш деп аталуучу эң эле күчсүз өзгөрмө тогу өтөт. Ал ток өзөкчөдө магнит талаасынын өзгөрүүсүн кармап турат.

Магнит талаасынын бул өзгөрүүсү өзүнчө индукциянын жетишерлик э.к.к. пайда кылууга зарыл болот.

Ошол эле магнит талаасы экинчи катушканын оромдорунда да э.к.к. индукциялайт. Өзөкчөнүн магнит талаасы биринчи жана экинчи катушкалардын оромдорунун ар биринде бирдей э.к.к. индукциялайт. Мындан трансформатордун катушкаларында пайда болуучу индукциянын э.к.к., демек, болжол менен алганда, катушкалардагы чыңалуу бул катушкалардагы оромдордун санына пропорционалдуу экендиги келип чыгат.

Эгер N аркылуу оромдордун санын белгилесек, анда экинчи катушканын чынжыры ажыратылган учур үчүн, б. а. трансформатордун куру иштеген учуру үчүн төмөнкү катыш орун алат:

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{N_1}{N_2} \quad (24.1)$$

Мындагы U_1 жана U_2 – биринчи жана экинчи оромдордогу чыңалуу.

Эгер экинчи катушкадагы оромдордун саны биринчиге караганда көп болсо, ($N_2 > N_1$) анда *трансформатор жогорулатуучу* деп аталат. Анткени экинчи оромдо биринчиге караганда чыңалуу жогору болот. Эгер экинчи катушкадагы оромдордун саны биринчиге караганда аз болсо, анда ($N_2 < N_1$) *трансформатор төмөндөтүүчү* деп аталат.

Биринчи катушканын оромдорунун санынын экинчи катушканын оромдорунун санына болгон катышы трансформатордун *трансформациялоо коэффициенти* деп аталып, k тамгасы аркылуу белгиленет:

$$k = \frac{N_1}{N_2}, \quad (24.2)$$

$k > 1$ болсо трансформатор төмөндөтүүчү, ал эми $k < 1$ болсо жогорулатуучу болот.

Экинчи катушканын чынжырын туташтырганда ал боюнча өтүп жаткан ток өзөкчөдө кошумча магнит агымын пайда кылат. Бул магнит агымы биринчи катушкадагы магнит агымына карама-каршы багытталган болот. Өзөкчөдөгү магнит агымынын начарлашы биринчи катушкадагы индукциянын э.к.к. азайтат. Ушуга байланыштуу андагы токтун чоңдугу өзөкчөдөгү магнит агымы мурдагы маанисине жеткенге дейре өсө берет. Эки катушка тең бирдей кошумча магнит талаасын түзөт. Ал эми катушка тарабынан пайда болуучу магнит агымы андагы ток күчү менен анын оромдорунун санына болгон көбөйтүндүсү аркылуу аныкталгандыктан, болжол менен

$$I_1 N_1 = I_2 N_2 \quad (24.3)$$

барабардыгын жаза алабыз. Анда (24.1) барабардыгын $\frac{U_1}{U_2} = \frac{I_2}{I_1}$ түрүндө да жазсак болот.

(24.3) формуласынан трансформатордун катушкаларындагы токтуң күчү алардын оромдорунун санына тескери пропорциялаш экендиги көрүнүп турат.

Ошентип, трансформатордо электр энергиясын бир чынжырдан экинчисине берүү электр-магниттик индукция кубулушунун жардамы менен жүргүзүлөт. Трансформатор канчалык кубаттуу болсо, анын пайдалуу аракет коэффициентин (п.а.к) ошнчолук жогору болот. Өтө кубаттуу трансформатордун п.а.к. 98% дейре жетет. Бул болсо берилген кубаттуулуктагы токту аралыкка берүүдө бир нече аз кубаттуу трансформатордун ордуна бир гана ошол кубаттуулукка эсептелген трансформаторду колдонуу максатка ылайыктуу экендигин көргөзөт.

Эгер трансформатордун биринчи катушкасын турактуу токтуң чынжырына туташтырса, анда трансформатордун өзөкчөсүндөгү магнит талаасы турактуу болот. Ушуга байланыштуу экинчи катушкада э.к.к. индукцияланбайт.

- ? 1. Трансформатордун иштөө принциби кандай?
2. Жогорулатуучу жана төмөндөтүүчү трансформатордун айырмачылыктары эмнеде?
3. Трансформатордун трансформациялык коэффициенти эмнеге барабар?
4. Трансформатордун пайдалуу аракет коэффициенти эмнеден көз каранды?

§ 25. Электр энергиясын өндүрүү жана пайдалануу

Электр энергиясы чоң жана кичине электр станцияларында негизинен электр-механикалык индукциондук генераторлордун жардамы менен өндүрүлөт. *Жылуулук жана гидроэлектрдик* болуп эки түрдөгү электр станциялары болот. Электр станциялары кыймылдаткычтары боюнча айырмаланышат.

Жылуулук электр борбору (ЖЭБ – ТЭЦ) – ысык суу жана буу түрүндө берилүүчү жылуулукту жана электр энергиясын бир убакытта иштеп чыгаруучу жылуулук электр станциясы. Электр энергиясын иштеп чыгарууда көмүр, мазут жана табигый газ колдонулат. ЖЭБ негизинен отунду, сууну дярдоочу, сууну ысытуучу түзүлүштөрдөн, казан установкасынан, электр генераторунан, буу турбиналарынан жана бууну бөлүштүрүүчү түзүлүштөрдөн турат. ЖЭБнун артыкчылыгы бууну турбиналарда пайдалангандан кийин аны суу жылытуу үчүн колдонуу менен

жылуулук жана электр энергиясын бир убакта иштеп чыгаргандыгында. ЖЭБнун экономикалык жагынан артыкчылыгы отун жана аны курууга карата аз каражат чыгымдалуу менен жылуулук жана электр энергияларынын өз наркын төмөндөткөндүгүндө. 1 кВт электр энергиясын алыш үчүн Бишкек ЖЭБда 350 г көмүр жагылат.

Жылуулук электр борборунун иштөө процесси төмөнкү ырааттуулукта аткарылат: күйгүзүлгөн отундан алгач жылуулук энергиясы алынат да, ал энергия жылуулук кыймылдаткычтарында механикалык энергияга, андан ары электр генераторлорунда электр энергиясына айландырылат. Алгачкы энергиянын булагы болгон отунду ташып келүүдөн баштап, андан электр энергиясын иштеп чыгарганга чейинки бүткүл процессте ар түрдүү кыймылдаткычтар, установкалар, аппараттар жана механизмдер пайдаланылат.

Бишкектеги ЖЭБнун 1000 кВт кубаттуулуктагы биринчи агрегаты 1942-жылдын декабрында ишке киргизилсе, 3000 кВт кубаттуулуктагы экинчи агрегаты 1943-жылдын июнь айында иштей баштаган. Бул ЖЭБнун азыркы кездеги кубаттуулугу 688 мин кВттан ашып айрым өнөр жай имараттарын, шаарды электр энергиясы менен жабдыт. Ош шаарында да 50 мин кВт кубаттуулуктагы жылуулук электр борбору иштеп, шаарды тиешелүү түрдө электр жана жылуулук энергиялары менен камсыз кылууда.

Гидроэлектр станциясы (ГЭС). ГЭС суу агымынын кубатын электр энергиясына айландыруучу курулмалар менен жабдуулардын комплекси. Ал суу топтоочу, берилген точкада суу агымынын механикалык энергиясын пайда кылуучу суу – техникалык курулмалардан жана андан электр энергиясына айландыра турган энергетикалык жабдуулардан турат. ГЭСтин кубаттуулугу (P) суу агымынын жогорку жана төмөнкү суу деңгээлдеринин айырмасына (h) жана агып түшүүчү суунун көлөмүнө (V) түз пропорциялаш:

$$P = hV. \quad (25.1)$$

Суу деңгээлинин айырмасы плотинанын бийиктиги менен аныкталат. Плотиналар бетондон, таштан жасалат. Суу деңгээли анча бийик болбосо (20–30 м), станция имараты плотина менен чогуу курулат, суу деңгээли бийик болсо, плотинадан төмөн салынат. Генератордо иштелип чыккан электр энергиясы чыналуусун көбөйтүүчү трансформаторго берилет, андан бөлүштүрүүчү түзүлүшкө өтөт. Тоо суусунда курулган станцияларда суунун деңгээлинин айырмасы суу агып түшүүчү каналдардын, туннелдердин, түтүктөрдүн бийиктиктери менен өлчөнөт.

Кубаттуулугу боюнча ГЭСтер чоң (250 МВт – мегаватт ашык), орточо (25 МВтка чейинки) жана аз кубаттуу (5 МВтка

чейинки) болуп айырмаланышат. Суунун денгээли боюнча ГЭСтер бийик (60 м ден ашуун), орто (25–60 м) жана жапыз (3–25 м) болуп бөлүнөт. Суу энергиясын пайдалануу отун энергиясына салыштырганда арзан жана түгөнбөс болуп эсептелет.

Кыргызстандын аймагында алгачкы анча чоң эмес электр станциялары 1913–1914-жылдары курула баштаган. Ошто (1913–1914) кубаттуулуктары 55 *кВт* жана 65 *кВт* болгон эки ГЭС курулган. Ушул эле 1914-жылы Бишкек шаарында кубаттуулугу 16,5 *кВт* келген дизелдик электр станциясы курулса, Каракол шаарында 7,5 *кВт* кубаттуулуктагы электр станциясы ишке киргизилген. Ошол кездеги эң кубаттуу жылуулук электр станциясы (121 *кВт*) көмүр кендүү Кызыл-Кыяда 1913-жылы иштей баштаган. Өзгөчө Октябрь революциясынан кийин электр станцияларынын курулушу жогорку темпте иш жүзүнө ашырылган. Республикабыз боюнча жүзгө жакын майда ГЭСтер иштеп, өз аймактарын электр энергиясы менен камсыз кылып турган. 1929-жылы кичи Аламүдүн ГЭСи (410 *кВт*) курулган. 1923-жылдан электр энергиясы көчөлөрдү жарыктандырууга, 1930-жылдан айыл чарбасында пайдалана баштаган. 1940-жылы Кыргызстандын бардык электр станцияларынын жалпы кубаттуулугу 19,6 миң *кВт* ка жеткен, 51,6 млн *кВт* электр энергиясы иштетилип чыгарылган.

Нарын дарыясына чоң кубаттуу ГЭСтер курулуп ишке киргизилгенден кийин майда ГЭСтердин басымдуу көпчүлүгү иштебей калды. Кыргыз Республикасындагы бүгүнкү күндөгү электросистема жалпы кубаттуулугу 3,5 млн *кВт* болгон чоң жана кичине 18 электр станциясын бириктирип турат. Анын ичинен он алтысы ГЭС, экөө ЖЭБ (ТЭЦ). Аталган электр станциялары өз ара туташтырылып, кубаттуулуктарын керектөөчүлөргө Республикабыз боюнча бардык точкаларга берүүдө. Алардын ичинен чоң кубаттуу Үч-Коргон (180 миң *кВт*), Токтогул (1200 миң *кВт*), Ат-Башы (40 миң *кВт*), Күрпсай (800 миң *кВт*), Таш-Көмүр (450 миң *кВт*) жана Шамалды-Сай (240 миң *кВт*) ГЭСтерин атап кетсек болот. Уникалдуу гидроэнергетикалык жана ирригациялык курулма болуп Токтогул ГЭСи эсептелет. Ал 1976-жылы иштей баштаган. Аталгандардан тышкары Чүй өрөөнүндө азыркы кезде (2000-ж) жалпы кубаттуулугу 30700 *кВт* келген он кичине ГЭСтер иштейт. Алардын катарына Лебединовка, Калинин, Быстровка, Аламедин № 1–6 жана Сокулук ГЭСтерин кошууга болот. Булардын ичинен эң эле кубаттуусу Быстровка ГЭСи, анын жалпы кубаттуулугу 8700 *кВт*. Кадамжай районунда да Жылан-Арык-1 жана Жылан-Арык-2 кичи ГЭСтери иштөөдө. Республикабызда бүгүнкү күндөгү электр энергиясынын талабынын артышы, азыр иштебей турган ондогон майда ГЭС-

терди кайрадан реконструкциялоо зарылдыгына алып келип олтурат. Ошого байланыштуу Республикабызда кичине жана орточо ГЭСтерди кайрадан ишке киргизүү боюнча проект түзүлүп (2008-ж.), аны ишке ашыруу жумуштары кызуу жүргүзүлүүдө.

Кыргыз Республикасынын энергосистемасынын мүнөздүү өзгөчөлүгү Өзбекстандын, Таджикстандын, Түркмөнстандын жана түштүк Казакстандын энергосистемалары менен туташтырылып, Орто Азия жана Түштүк Казакстандын бириккен энергосистемасынын курамдык бөлүгүн түзгөндүгүндө.

Кыргыз Республикасынан иштелип чыгарылган электр энергиясы 2003-жылдын сентябрь айынан баштап Россияга бериле баштады. Кыргыз Республикасы менен Россиянын ортосунда түзүлгөн келишим боюнча 2003-жылдын аягына чейин Россия 810 млн kWh /саат көлөмүндө электр энергиясын алды. Ал эми узак мөөнөткө түзүлгөн келишим боюнча Россияга жыл сайын 1,5 млрддан 2 млрдга чейин kWh /саат электр энергиясы берилип турмакчы. Россияга электр энергиясынын бериле башташы Кыргыз энергетикасынын тарыхындагы жаңы башталыш болуп эсептелет. Азыркы кезде электр энергиясын башка чет өлкөлөргө (Кытай, Пакистан, Иран ж.б.) да чыгаруу жолдору иштелүүдө.

- ? 1. *Кандай түрдөгү электр станциялары бар?*
2. *Жылуулук электр борборунун иштөө принциби кандай?*
3. *Гидроэлектр станцияларынын иштөө принциптери кандай?*
4. *Кыргызстандагы ГЭСтер жөнүндө кыскача маалымат бергиле.*

§ 26. Нарын дарыясынын кубаттуулугун пайдалануу

Гидроэнергетика ресурстары Кыргыз Республикасынын жаратылыш байлыктарынын ичинен өзгөчө орунду ээлейт. Орто Азиянын потенциалдык гидроресурстарынын 39 процентин түзөт. Электр энергиясын бир жылдык иштеп чыгаруу мүмкүндүгү 154,5 млрд kWh /саат өлчөмүндө болжолдонулат. Гидроресурстарынын негизги запастары Нарын, Чаткал, Сары-Жаз, Чүй дарыяларынын бассейндеринде топтолгон. Булардын ичинен өзгөчө Нарын дарыясынын бассейни кенири изилденген. Мында республиканын суу энергетикалык ресурстарынын бассейндик 36 проценти камтылган. Төмөндө Нарын дарыясынын кубаттуулугун пайдалануунун негизги этаптарына токтолобуз.

Нарын Кыргызстандагы эң ири жана суусу мол дарыя. Узундугу 534 км (Чоң-Нарынды кошкондо 807 км). Нарын өрөөнүнүн чыгыш бөлүгүндө Чоң-Нарын Кичи-Нарын менен кошулуп, На-

рын дарыясын түзөт. Нарын дарыясынын жалпы кубаттуулугу 6956,3 мин *кВт* электр энергиясын берүүгө жетишет. 1960-жылкы генплан боюнча Нарын дарыясына 23 гидроэлектр станциясы курулмакчы.

Нарын дарыясынын бассейнин өздөштүрүү Үч-Коргон ГЭСин куруудан башталган. Бул электр станциясы 1962-жылы 180 мин *кВт* кубаттуулукта ишке киришкен. Муну менен Кыргызстандын түштүгүндөгү жана Өзбекстандын Фергана өрөөнүндөгү электр энергиясына болгон бир кыйла талаптары чечилип, бул аймактарда мурда колдонулуп келинген 50 дөн ашуун аз эффективдүү дизелдик электр станцияларынын, 16 кичине ГЭСтердин жабылышына алып келген. Ал эми ГЭСин суу сактагычына топтолгон суу запасы менен Кыргызстан жана Өзбекстан республикаларынын 45 мин гектар айдоо аянттарын сугарууга мүмкүндүк болгон.

1969-жылы 40 мин *кВт* кубаттуулуктагы Ат-Башы ГЭСинин курулушу башталган. Анын 1970-жылы эксплуатацияга берилиши, Нарын облусунун негизинен бардык керектөөчүлөрүн борборлоштурулган электрдик тейлөөгө туташтырууга мүмкүндүк берген. Мунун негизинде кыркка жакын дизелдик электр станцияларынан кутулууга туура келген. Облусу туруктуу электр энергиясы менен камсыз болгон.

Ат-Башы ГЭСи менен эле бир мезгилде 1200 мин *кВт* кубаттуулуктагы Токтогул ГЭСинин курулушу да кошо жүргүзүлгөн. Бул электр станциясы толук ишке 1977-жылы киргизилип, Кыргызстандагы гидроэнергетиканын флагманы болуп эсептелет. Ал эмес Орто Азия өлкөлөрүнүн ичиндеги ири ГЭСтердин катарына кирет. Гидро түйүн ирригациялык-энергетикалык болуп комплекстүү милдетти аткарат, суу сактагычтын жалпы көлөмү 19,5 млрд m^3 , пайдалуу көлөмү 14 млрд m^3 , эң терең жери 120 м, плотинанын бийиктиги 215 м, узундугу 292,5 м.

Нарын дарыясында төртүнчү болуп курулган Күрп-Сай ГЭСи (жогоруда аталган үч ГЭСтен кийинки). Дениз деңгээлинен 720 м бийиктикте. Токтогул ГЭСинен 40 км төмөн. Курулушу 1976-жылы башталып, 1981–1982-жылдары толугу менен ишке киргизилген. 200 мин *кВт*тан 4 агрегат иштеп жалпы кубаттуулугу 800 мин *кВт*ты түзөт. Жылына 2630 млн *кВт* саат электр энергиясын иштеп чыгарат. Орто Азия бирдиктүү энергия системасына кошулган. Бийиктиги 113 м, туурасы 360 м болгон плотина дарыяны бөгөп, 370 млн m^3 суу топтойт. Бул суу менен Кыргызстан жана Өзбекстандын миңдеген гектар жери сугарылат.

Нарын дарыясынан кийинки курулган Таш-Көмүр ГЭСи. Анын кубаттуулугу 450 мин *кВт*. Ишке 1987-жылы киргизилген, бирок 2001-жылдын төртүнчү кварталында толук кубаттуулукта иштей баштады. Таш-Көмүр, ошондой эле Күрп-Сай ГЭС-

теринин курулушу жана эксплуатацияга берилиши тездетилген ыкма менен жүргүзүлгөн. Таш-Көмүр ГЭСинен төмөнүрөөк Шамалдысай ГЭСи курулган. Ага ар бири 80 *MВт* болгон үч гидроагрегат орнотулган. Шамалды-Сай ГЭСи 1992-жылдан баштап толук кубаттуулукта иштөөдө.

Ушул сыяктуу эле Нарын дарыясынын боюна дагы чоң кубаттуулуктагы Камбар-Ата-1 ГЭСи (проект боюнча жалпы кубаттуулугу 1900 мин *кВт*) жана жалпы иштөө кубаттуулугу 360 мин *кВт* боло турган Камбар-Ата-2 ГЭСи курулушу пландаштырылган болучу. Азыркы мезгилде Камбар-Ата-2 ГЭСинин курулушу кызуу жүрүп жатат. 2010-жылдын 30-августунда биринчи агрегаты ишке киргизилди. Аталган ГЭСтин 1-агрегаты 120 *MВт* электр энергиясын иштеп чыгарып, жылына эң аз дегенде 500 млн *кВт/саат* электр энергиясын өндүрмөкчү. Болжолдоолор боюнча Камбар-Ата-2 ГЭСи толук курулуп бүткөн учурда өлкө 2200 мегаватт же жылына 6 миллиард *кВт* электр энергиясын кошумча алмакчы.

Эмки маселе Камбар-Ата-1 ГЭСинин курулушун баштоодо турат. Ал үчүн өкмөттөр аралык келишимдерге ылайык Россия Федерациясы Камбар-Ата-1 ГЭСинин курулушуна 1,7 миллиард АКШ долларын жумшамакчы. Болжолдоолор боюнча аталган ГЭСтин эки агрегаты төрт жыл аралыгында ишке киргизилмекчи. Камбар-Ата-1 ГЭСи толук ишке киргенде Кыргызстандагы эң кубаттуу гидростанция болуп калат (1900 мегаватт кубаттуулуктагы) (Токтогул ГЭСинин кубаттуулугу 1200 *MВт*).

Ошентип, Нарын дарыясынын гидроэнергетикалык ресурстарын толугураак пайдалануу менен он миллиард *кВт* электр энергиясын иштеп чыгарууга мүмкүндүк болот. Ошондо электр энергиясын Ооганстан сыяктуу жана башка өлкөлөргө экспорттоого жетишебиз. Росгидро институтунун эсептөөлөрү боюнча Нарын дарыясына дагы ар кандай кубаттуулуктагы 37 электростанция курууга мүмкүн экендиги аныкталган.

Ошентип, республикабызда керектелүүчү электр энергиясы негизинен Нарын дарыясынын боюна курулган чоң ГЭСтерден өндүрүлүп алынууда.

- ? 1. Нарын дарыясынын кубаттуулугун пайдалануунун негизги этаптары кайсылар?
2. Кандай ГЭСтер курулду?
3. Өзүңөр жашаган айылда (шаарда) электр энергиясы кайсыл ГЭСтен алынат?
4. Кайсыл ГЭС курулуп жатат?
5. Дагы кайсыл ГЭС курулмакчы, кубаттуулугу кандай?

Маселелер

1. Индукциясы 0,2 Тл болгон бир тектүү магнит талаасында радиусу 8 см болгон айлана боюнча кыймылдагы электрондун

кинетирикалык энергиясын тапкыла. Магнит талаасынын индукциясынын багыты айлананын тегиздигине перпендикулярдуу ($\alpha = 90^\circ$).

Берилди: $r = 8 \text{ см} = 8 \cdot 10^{-2} \text{ м}$, $B = 0,2 \text{ Тл}$, $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$,
 $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$. ([Тесла] = $\text{кг}/\text{А} \cdot \text{с}^2$; [Кл] = $\text{с} \cdot \text{А}$)

Табуу керек: $E_k - ?$

Чыгарылышы: Электрондун кинетирикалык энергиясы $E_k = \frac{m_e v^2}{2}$.

Магнит таласында электронго Лоренц күчү таасир этет. Маселенин шарты боюнча $\vec{v} \perp \vec{B}$, демек Лоренц күчүнүн модулу $F_L = evB$. Экинчиден F_L борборго умтулуучу күч болуп эсептелет

$F_L = \frac{m_e v^2}{r}$. Акыркы эки барабардыктын оң жактарын барабарлоо

$evB = \frac{m_e v^2}{r}$ менен ылдамдыкты аныктай алабыз: $v = \frac{e}{m_e} Br$. Эми

$E_k = \frac{m_e v^2}{2} = \frac{e^2 B^2 r^2}{2m_e}$ барабар болот. Маселенин берилишиндеги маа-

нилерди койсок $E_k = \frac{1,6^2 \cdot (10^{-19})^2 \cdot 2^2 \cdot 10^{-2} \cdot 8^2 \cdot 10^{-4}}{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31}} = 3,6 \cdot 10^{-12} \text{ Дж}$.

([Дж] = $\text{м}^2 \cdot \text{кг}/\text{с}^2$).

2. Катушкасынын индуктивдүүлүгү $L = 1,5 \text{ мГн}$ (миллигенри) жана конденсаторунун сыйымдуулугу $C = 450 \text{ пФ}$ (пикофарада) болгон контурдагы термелүүнүн жыштыгын аныктагыла.

Берилди: $L = 1,5 \text{ мГн} = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ Гн}$, $C = 450 \text{ пФ} = 450 \cdot 10^{-12} \text{ Ф}$.

Табуу керек: $\nu - ?$

Чыгарылышы: Термелүүнүн жыштыгы ν термелүү мезгилине T

тескери пропорционалдуу. $T = 2\pi\sqrt{LC}$, демек $\nu = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$.

$\nu = \frac{1}{2 \cdot 3,14 \sqrt{1,5 \cdot 10^{-3} \text{ Гн} \cdot 450 \cdot 10^{-12} \text{ Ф}}} \approx 2 \cdot 10^5 \text{ Гц} = 200 \text{ кГц} = 0,2 \text{ МГц}$ (мегагерц).

Бул жерде $1 \text{ Гн} = 1 \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{А}}$, $1 \text{ Ф} = 1 \frac{\text{Кл}}{\text{В}}$; $1 \text{ Гн} \cdot 1 \text{ Ф} = \frac{\text{В} \cdot \text{с} \cdot \text{Кл}}{\text{А} \cdot \text{В}} =$

$= \frac{\text{В} \cdot \text{с} \cdot \text{Кл}}{\text{А} \cdot \text{В}} = \frac{\text{В} \cdot \text{с} \cdot \text{А} \cdot \text{с}}{\text{А} \cdot \text{В}} = \text{с}^2$ экендиги эске алынды.

3. $U = 127 \text{ В}$ чыналууда жана $I = 10 \text{ А}$ ток күчү менен иштеп жаткан электр кыймылдаткычынын кубаттуулугу $P = 1,1 \text{ кВт}$.

Кыймылдаткычтын п.а.к. аныктагыла.

Берилди: $U = 127 \text{ В}$, $I = 10 \text{ А}$, $P = 1,1 \text{ кВт} = 1100 \text{ Вт}$.

Табуу керек: η - ?

Чыгарылышы: Кыймылдаткычтын пайдалуу аракет коэффициентин

ти $\eta = \frac{A_{\text{пайд.}}}{A_{\text{жумуш}}}$. Ал эми $A_{\text{пайд}} = P$, $A_{\text{жумуш}} = IU$. Демек, $\eta = \frac{P}{IU} =$

$$= \frac{1100 \text{ Вт}}{10 \text{ А} \cdot 127 \text{ В}} \approx 0,87, \text{ же } 87\%.$$

4. Өзгөрмө токтун чынжырындагы амперметр 6А токту, вольтметр 220В чыңалууну, ал эми ваттметр 600 Вт кубаттуулукту көрсөтөт. Кубаттуулуктун коэффициентин жана ток менен чыңалуунун ортосундагы фазалык жылышууну аныктагыла.

Берилди: $I = 6 \text{ А}$, $U = 220 \text{ В}$, $P = 600 \text{ Вт}$.

Табуу керек: $\cos \varphi$ - ?

Чыгарылышы: Өзгөрмө токтун кубаттуулугу $P = IU \cos \varphi$ формуласы менен аныкталат. Мындагы $\cos \varphi$ кубаттуулуктун коэффициентин

туюнтат. Демек, $\cos \varphi = \frac{P}{IU} = \frac{600 \text{ Вт}}{6 \text{ А} \cdot 220 \text{ В}} \approx 0,45$. Ток менен чыңалуунун

термелүүлөрүнүн ортолорундагы фазалык жылышуу бурчу $\varphi = \arccos 0,45 \approx 63^\circ$.

5. Электрдик контур турактуу сыйымдуулуктагы конденсатордон жана катушкадан куралган. Катушканын ичинде өзөкчө кыймылда болуп турат. Бир өзөкчө темир менен магниттин кошулмаларынан турган күкүмдөн пресстелип жасалган (феррит) изолятор. Экинчи өзгөчө жезден жасалган.

Эгер катушкада: а) жез өзөкчөсү кыймылда болсо контурдун өздүк термелүү жыштыгы (ω) кандай өзгөрөт? б) ферриттен жасалган өзгөчө кыймылда болсо ω кандай өзгөрөт?

Берилди: $C = \text{const}$ - конденсатордун сыйымдуулугу.

Табуу керек: $\omega_{\text{ф}}$ -? (феррит өзөкчөсү кыймылда болгондо); $\omega_{\text{ж}}$ - (жез өзөкчөсү кыймылда болгондо).

Чыгарылышы: Контурдун өздүк термелүүсүнүн жыштыгы Томсондун формуласы менен аныкталат (17,6 барабардыгын карагыла):

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

маселенин шарты боюнча $C = \text{const}$, демек, өзгөрүүсү катушканын индуктивдүүлүгүнүн L өзгөрүүсүнөн гана көз карандыда.

а) Эгер катушкада жезден жасалган өзөкчө кыймылда болсо, анда катушкадагы магнит талаасынын мезгилдүү өзгөрүүсүнөн катушкада индукциялык токтор пайда болот. Бул токтордун магнит талаасы катушканын магнит талаасын начарлатат. Ошонун негизинде катушканын индуктивдүүлүгү L азаят, демек жыштык ω чоңоюуга дуушар болот.

б) Эгер катушкага ферритен жасаган өзөкчө киргизилсе, анда катушканын магниттик талаасы күчөйт (жогорулайт). Буга байланыштуу катушканын индуктивдүүлүгү L да жогорулайт. Демек, Томсондун формуласы боюнча жыштык ω азаят.

6. Массалары $m_1 = m_2 = m = 600$ г жана радиустары $R_1 = R_2 = R = 2$ см болгон бирдей эки шарча бирдей терс зарядга ээ. Эгер шарларга таасир этилүүчү кулондук түртүлүү күчү бүткүл дүйнөлүк тартылуу күчү менен барабар болсо, анда заряддардын беттик тыгыздыгы эмнеге барабар? Шарлардын ортосундагы аралык алардын радиустарына салыштырмалуу чон.

Берилди: $m_1 = m_2 = m = 600$ г = 0,6 кг; $R_1 = R_2 = R = 2$ см = 0,02 м;

Табуу керек: $\sigma = ?$ (Заряддардын беттик тыгыздыгы)

Чыгарылышы: Эки шардын тартылуу күчү $F_{\text{тар}} = G \frac{m_1 m_2}{r^2} = G \frac{m^2}{r^2}$.

Ал эми кулондук түртүлүү күчү $F_{\text{тыр}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e_1 e_2}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2}$. Маселе-

нин шарты боюнча $F_{\text{тар}} = F_{\text{тыр}}$, демек $G \frac{m^2}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2}$, мындан

$e = 2m \sqrt{\pi\epsilon_0 G}$ (а) ($\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрдик турактуулук, $G = 6,67 \cdot 10^{-11}$ Н·м²/кг² – гравитациялык турактуулук). [1Ф (фарад) 1 м⁻²·кг⁻¹·с⁴·А²; А=Кл/с; Н=1 м·кг·с⁻²].

Барабардык (а) га ϵ_0 , m менен G нын маанилерин койсок

$e = 1,2 \sqrt{18,5 \cdot 10^{-22}} \text{ Кл} = 0,052 \cdot 10^{-9} \text{ Кл}$. Заряддын беттик тыгыздыгы

$$\delta = \frac{e}{S_{\text{шар}}} = \frac{e}{4\pi R^2} = \frac{0,052 \cdot 10^{-9} \text{ Кл}}{4 \cdot 3,14 \cdot 0,0004 \text{ м}^2} = \frac{0,052 \cdot 10^{-9} \text{ Кл}}{0,005 \text{ м}^2} = 10,4 \cdot 10^{-9} \frac{\text{Кл}}{\text{м}^2}.$$

7. $I = 50$ А тогу өтүп жаткан, узундугу $l = 2$ м болгон түз өткөргүч бир тектүү магнит талаасынын күч сызыктарынын багытына $\alpha = 30^\circ$ тук бурч менен жайланыштырылган. Бул өткөргүчкө магнит талаасы тарабынан $F = 5$ Н күч таасир этилет. Магнит талаасынын индукциясын жана анын чыңалышын тапкыла.

Берилди: $I = 50 \text{ А}$, $l = 2 \text{ м}$, $\alpha = 30^\circ$, $F = 5 \text{ Н}$

Табуу керек: $B = ?$ $H = ?$

Чыгарылышы: Ток өтүп жаткан магнит талаасына жайгашкан өткөргүчкө $F = BIl \sin \alpha$ күчү таасир этет. Мындан

$$B = \frac{F}{Il \sin \alpha} = \frac{2 \cdot 5 \text{ Н}}{50 \text{ А} \cdot 2 \text{ м}} = 0,1 \frac{\text{Н}}{\text{м} \cdot \text{А}} = 0,1 \text{ Тл (тесла)}. \text{ Магнит талаасынын}$$

чыңалышы $H = \frac{B}{\mu_0}$ ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$ – магниттик турактуулук, 1 Гн (генри) = $1 \text{ м}^2 \cdot \text{кг} \cdot \text{с}^{-2} \text{А}^{-2}$, анда $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{м} \cdot \text{кг}}{\text{с}^2 \text{А}^2}$, $1 \text{ Н} = \text{кг} \cdot \text{м} \cdot \text{с}^{-2}$). μ_0

жана B нын маанилерин коюу менен $H = 79,6 \cdot 10^3 \frac{\text{А}}{\text{м}}$ алабыз.

8. Термелүүчү контурдун жыштыгы $200 \text{ Гц} \leq \nu \leq 400 \text{ Гц}$ диапазонунда өзгөрөт. Конденсатордун сыйымдуулугу $C = 5 \text{ мкФ}$. Контурдун катушкасынын индуктивдүүлүгүн тапкыла.

Берилди: $\nu_1 = 200 \text{ Гц}$, $\nu_2 = 400 \text{ Гц}$, $C = 5 \text{ мкФ} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ Ф}$

Табуу керек: $L = ?$

Чыгарылышы: $\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ барабардыгынан $L = \frac{1}{4\pi^2 C \nu^2}$ алабыз.

$$\nu_1 = 200 \text{ Гц үчүн } L_1 = \frac{1}{4\pi^2 \cdot 5 \cdot 10^{-6} (200)^2} \cdot \frac{1}{\text{Ф} \cdot (\text{Гц})^2} = 0,127 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{с}^2 \text{А}^2} = 0,127 \text{ Гн};$$

$$\nu_2 = 400 \text{ Гц үчүн } L_2 = \frac{1}{4\pi^2 \cdot 5 \cdot 10^{-6} (400)^2} \cdot \frac{1}{\text{Ф} \cdot (\text{Гц})^2} = 0,032 \text{ Гн}. \text{ Демек,}$$

катушканын индуктивдүүлүгү $0,127 \text{ Гн} \geq L \geq 0,032 \text{ Гн}$ аралыгында өзгөрөт.

Көнүгүүлөр:

1. Түз сызыктуу узун өткөргүч боюнча 10 А ток өтүүдө. Электрон бул өткөргүчтөн 2 мм аралыкта ага жарыш абалда 10^7 м/с ылдамдыкта кыймылда болот. Өткөргүчтөгү токтун магнит талаасы электронго кандай күч менен таасир этет?

$$\text{Жообу: } F_{\text{л}} = 10^{-15} \text{ Н}.$$

2. Электрон индукциясы $B = 2 \text{ Тл}$ болгон бир тектүү магнит талаасына (вакуумда) $v = 10^5 \text{ м/с}$ ылдамдыгы менен индукция сызыктарына перпендикулярдуу абалда учуп кирет. Электронго таасир эткен күчтү эсептегиле.

$$\text{Жообу: } F_{\text{л}} = 3,2 \cdot 10^{-14} \text{ Н}$$

3. Индукциясы $B = 1,3 \text{ Тл}$ болгон магнит талаасынын $I = 10 \text{ А}$ ток өтүп жаткан $l = 0,2 \text{ м}$ узундуктагы өткөргүчкө таасир эткен күчүнүн чоңдугун F аныктагыла. B менен I ортолорундагы бурч $\alpha = 90^\circ$.

$$\text{Жообу: } F \approx 2,6 \text{ Н}.$$

4. Радиолокациондук станция 10 сантиметрлик радиотолкунду нурданта. Термелүүнүн жыштыгы кандай?

Жообу: $\nu = 3 \cdot 10^9 \text{ Гц} = 3 \text{ гГц}$ (Гигагерц).

5. Радиоприемниктин контурундагы өзгөрүлмө сыйымдуулуктагы конденсатордун сыйымдуулугу 50 дөн 450 пФ (пикофарада) чейин өзгөрө алат. Катушканын индуктивдүүлүгү өзгөрүүсүз бойдон калып $L = 0,6 \text{ мГн}$. Радиоприемник кандай толкун узундуктарында иштей алат?

Жообу: $300 \text{ м} \leq \lambda \leq 900 \text{ м}$.

6. Индуктивдүүлүгү $L = 250 \text{ мГн}$ (миллигенри) кезинде жыштыгы $\nu = 500 \text{ Гц}$ болгон үн жыштыгына келтирүү үчүн термелүүчү контурга кандай сыйымдуулуктагы конденсаторду кошуу керек? Контурдун каршылыгын нөлгө барабар деп алгыла.

Жообу: $C \approx 0,4 \cdot 10^{-6} \text{ Ф}$.

7. Чыңалуусу $U = 127 \text{ В}$ болгон чынжырга эки лампочка туташтырылган. Алардын бири $P_1 = 60 \text{ Вт}$ кубаттуулугуна эсептелсе, экинчиси $P_2 = 90 \text{ Вт}$ кубаттуулугуна эсептелген. Кайсыл лампочканын каршылыгы чоң жана канча эсе?

Жообу: $P_1 > P_2$ (бир жарым эсе).

8. Электр чынжырына n сандагы бирдей лампочкалар удаалаш туташтырылган. Эгер электр лампочкалардын саны экиге кемесе чынжырдагы кубаттуулук кандай өзгөрөт?

Жообу: Кубаттуулук жогорулайт.

9. Электроплитанын бирдей эки спиралын удаалаш же жарыш туташтырса да болот. Спиралдарды ар кандай туташтырууда бирдей эле убакыт ичинде бөлүнүп чыккан жылуулук санын салыштырып көргүлө. Ар бир спиралдын каршылыгы R ге барабар.

Жообу: Спиралдарды жарыш туташтырууда жылуулук саны 4 эсе көп бөлүнүп чыгат.

10. Өзгөрмө токко электр кыймылдаткыч туташтырылган. Ваттметр $P = 600 \text{ Вт}$ кубаттуулукту, вольтметр менен амперметр ирети менен $U = 200 \text{ В}$, $I = 4 \text{ А}$ көрсөтөт. Электр кыймылдаткыч кандай кубаттуулук коэффициентинде иштегенин аныктагыла.

Жообу: $\cos \varphi = 0,75$.

5-ГЛАВА

ЭЛЕКТР-МАГНИТТИК ТОЛКУНДАР

§ 27. Электр-магниттик толкундарды алуу

Өзгөрмө электр талаасы магнит талаасын пайда кылса, анын тескерисинче өзгөрмө магнит талаасы электр талаасын жаратат (§11–§13). Бул талаанын ар бир чекитинде өз ара бир-бири менен байланыштуу, убакыт боюнча өзгөрүп туруучу электр жана магнит талааларынын чыңалуулары \vec{E} жана \vec{H} аркылуу туюнтулат. Мейкиндиктин белгилүү бир чекитинде электр талаасынын чыңалышынын өзгөрүүсү, анын айланасындагы бардык чекитинде өзгөрмөлүү магнит талаасын пайда кылат. Өзгөрүлмөлүү \vec{E} менен \vec{H} өз кезегинде андан алыскы чекиттерде электрдик жана магниттик чыңалууларды жаратат. Демек, электр-магниттик талаа мейкиндиктин белгилүү бир көлөмүндө гана болбостон, ал мейкиндиктин бир чекитинен экинчи чекитине кандайдыр бир ылдамдык менен таралат.

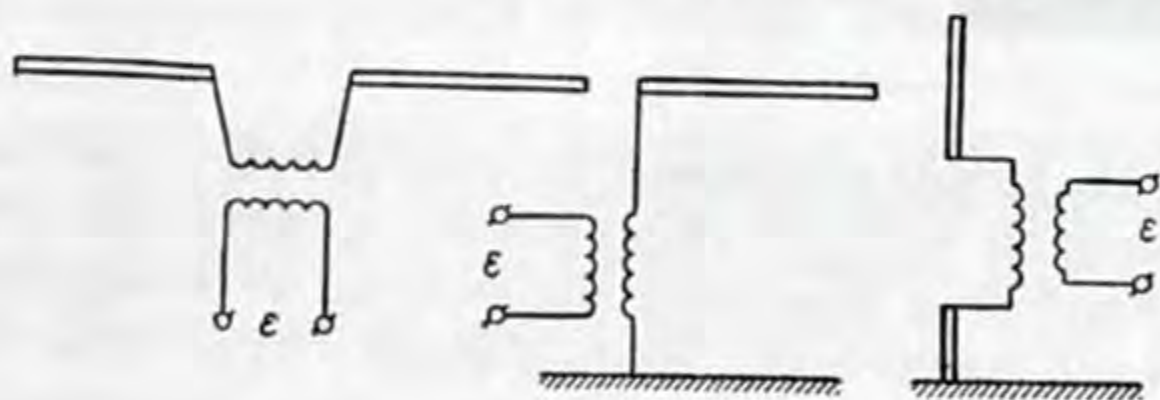
Электрдик жана магниттик талааларынын чыңалыштары кандайдыр бир мезгилдүү закон ченемдүүлүк боюнча өзгөрүү менен электр-магниттик талаанын таралышы *электр-магниттик толкун* деп аталат. Демек, электр-магниттик толкундардын булагы болуп, электрдик термелүү контуру же болбосо, өзгөрмө ток өтүп жаткан ар кандай өткөргүч боло алат. Электр-магниттик толкун булагынын «нурдантуу жөндөмдүүлүгү» анын формасынан жана өлчөмүнөн, ошондой эле термелүү жыштыгынан көз каранды (жыштыктын төртүнчү даражасына ω^4 түз пропорциялаш, ушуга байланыштуу кичине жыштыктагы ток өтүп жаткан өткөргүч аз эле энергияны нурдантат).

Берилген контурдун нурдантуу жөндөмдүүлүгүн жогорулатуу үчүн бул контурдун электр-магниттик талааны пайда кылып жаткан мейкиндик аймагын чоңойтуу зарыл. Мисалы, кадимки термелүү контуру электр-магниттик талааны индуктивдүүлүк катушкасы менен конденсатордун обкладкаларынын ортолорундагы чон эмес аймакта гана пайда кыла алат. Ушуга байланыштуу талааны жетишерлик чон өлчөмдө нурданта албайт. Ага салыштырмалуу эки өткөргүчтүү система «ачык» контур болуп эсептелип, бир кыйла жогорку нурдантуу жөндөмдүү-

лүгүнө ээ. Өткөргүчтөрдү ажыратып сызыктуу вибраторду алуу менен, анын нурдантуу жөндөмдүүлүгүн дагы жогорулатууга болот (33-сүрөт). Мында горизонталдуу жана вертикалдуу антенналар көргөзүлгөн.

Электр-магниттик толкун өзүнүн таралуу багыты боюнча белгилүү өлчөмдөгү энергияны алып жүрөт. Ал энергия бул талаалардын электрдик жана магниттик чыңалууларынын \vec{E} жана \vec{H} квадраттарына түз пропорциялуу.

Электр-магниттик толкундар бир кыйла кенен диапазондогу жыштыктарга $\nu = \omega / 2\pi$ ээ болушат. Адатта аларды толкун узун-



33-сүрөт.

дуктары $\lambda = c/\nu = 2\pi c/\omega$ боюнча айырмалашат. Радиотехникада толкун узундуктары бир нече километрден бир нече сантиметрге чейинки электр-магниттик толкундар пайдаланылат. Лабораториялык шарттарда толкун узундуктары миллиметрлер менен өлчөнгөн нурдануулар 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 нурдануу *инфракызыл* деп аталса, ал эми $\lambda < 0,38$ микрометр болгон нурдануу *ультракызылт-көк* нурдануу деп аталат.

- ? 1. Электр жана магнит талааларынын өз ара байланышы кандай?
2. Электр-магниттик толкундар кандай пайда болот?
3. Электр-магниттик толкун булагынын нурдантуу жөндөмдүүлүгү кандай чоңдуктардан көз каранды?
4. Кандай оптикалык нурдануулар инфракызыл, ультракызылт-көк деп аталышат?

§ 28. Герц тажрыйбасы

Электр-магниттик толкундар биринчи жолу 1888-жылы немец физиги Г.Р.Герц тарабынан тажрыйба жүзүндө алынган жана изилденген. Бул ачылыш аркылуу Максвелдин электр-



Герц Генрих Рудольф (1857–1894)-немец физиги, негизги илимий эмгектери электр-динамикага арналып, аны негиздөөчүлөрдүн бири болуп эсептелет. Электр-магниттик толкундардын таралуу ылдамдыгы жарык ылдамдыгына барабар экендигин аныктаган. Герцтин тажрыйбалары Максвеллдин теорияларынын тууралыгын далилдөөдө чоң мааниге ээ болгон. 1887-жылы эгер электроддор ультракызгылт нурлары көбүрөөк жарык менен жарыктандырылса, анда эки электроддун ортосундагы электр разряды күчтүүрөөк болуп, тышкы фотоэффектини байкаган.

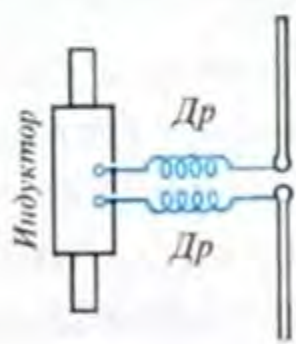
магниттик толкундар жөнүндөгү теориясынын тууралыгы аныкталып, ар кандай толкун узундуктагы электр-магниттик толкундардын практика жүзүндө алынышына жол ачылган.

Герц электр-магниттик толкундарды алуу үчүн бир-биринен учкундук аралык аркылуу бөлүнүп, эки таякчадан турган өзү ойлоп тапкан вибраторду колдонгон. Индукциялык катушкадан дирилдеткичке жогорку чыналуу берилгенде бул аралыкта учкун пайда болуп турган. Дирилдеткичте басандоочу электрдик термелүү пайда болгон (34-сүрөт; сүрөттө көрсөтүлгөн дросселдер жогорку жыштыктагы ток индуктордун оромдоруна да бөлүнүп кетпөө максатында коюлган.). Ар кандай узундуктагы дирилдеткичтерди иймек параболалык күзгүнүн фокусуна жайланыштыруу менен Герц, толкун узундуктары 0,6 метрден 10 метрге чейинки багыттуу жалпак толкундарды алган.

Герц ошондой эле нурданган толкундардын ортосунда анча чоң эмес учкундук аралыгы болгон жарым толкундуу дирилдеткичтин жардамы менен да изилдөөнү иш жүзүнө ашырган. Мындай дирилдеткичти толкундардын электр талаасынын чыналыш векторуна параллель жайгаштырганда, ток менен чыналуунун термелүүлөрү дүүлүгүүгө дуушар болгон. Дирилдеткичтин узундугу $\lambda/2$ барабар чондукта тандалып алынгандыктан андагы термелүү, резонанска байланыштуу, жогорку ургаалдуулукка жеткен.

Мунун негизинде учкундук аралыкта анча чоң эмес учкундардын тез өтүүлөрү пайда болгон.

Темир күзгүнүн жардамы менен жалпак толкунду карама-каршы багытка чагылдыруу аркылуу Герц туруучу толкунду алган. Анын толкун узундугун λ аныктоого жетишкен. Толкун узундугун λ дирилдеткичтин термелүү жыштыгына ν көбөйтүү менен электр-магниттик толкундардын ылдамдыгын табууга мүмкүн болгон. Ал ылдам-



34-сүрөт.

дык жарык ылдамдыгына с жакын маанини берген. Бири-бирине параллелдүү жез зымдан жасалган торчону толкундун жолуна коюу менен Герц, бир катар маалыматтарды алган. Мисалы, торчону нурдун айланасында айландырганда торчо аркылуу өткөн толкундардын ургаалдуулугу бир кыйла өзгөргөн. Эгер торчону түзүүчү зымдар \vec{E} векторуна перпендикулярдуу болсо, анда торчо аркылуу толкун эч тоскоолсуз өткөн. Ал эми зымдар \vec{E} ге параллель коюлса, анда толкун торчо аркылуу өтпөй калган. Ошентип, электр-магниттик толкундардын туурасынан кеткен толкун экендиги далилденген.

Герцтин тажрыйбалары П. Н. Лебедев тарабынан улантылып, 1894-жылы узундугу 6 мм болгон электр-магниттик толкундар алынган.

1896-жылы А. С. Попов биринчи жолу электр-магниттик толкундардын жардамы менен 250 м аралыкка маалымат берүүнү иш жүзүнө ашырган (бул аралыкка «Генрих Герц» деген сөздөр берилген). Мына ушуну менен радиотехниканын негизи башталган.

1. Герц тажрыйбасы жөнүндө кыскача маалымат бергиле.
2. Электр-магниттик толкундардын туурасынан кеткен толкун экендиги кантип далилденген?
3. Герцтин тажрыйбасы кимдер тарабынан улантылып, кандай ийгиликтерге жетишишкен?

§ 29. Электр-магниттик толкундардын байланыш каражаттарында пайдаланышы

Герц тажрыйбалары электр-магниттик нурдануунун жардамы менен сигналдарды аралыкка берүүгө жана кабыл алууга болорлугун көргөзгөн. Бирок мунун бардыгы лабораториялык шартта, өтө кыска аралыкта гана жүргүзүлгөн. Улуу орус окумуштуусу А. С. Попов антеннанын жардамы менен дирилдеткичтин нурдантуусунун кубаттуулугун жана резонатордун сезгичтигин бир нече эсе чоңойтууга жетишкен. Мына ушундай жол менен ал, электр-магниттик толкундарды пайдаланып, алыскы аралык менен байланыш түзө алган.

Электр-магниттик толкундардын берүүчү (передатчигин) жана кабыл алуучу (приемнигин) аспаптарын өркүндөтүү аркылуу А. С. Попов, **Морзенин** телеграфтык алиппесин колдонуу менен сөздөрдү аралыкка берип жана аны кабыл алуу мүмкүндүгүнө жетише алган. Мындан көп өтпөй эле ал, бул сигналдарды телефондун жардамы менен угуп кабыл алууга болорлугун



Попов Александр Степанович (1859–1906) – орус физиги, радиону ойлоп табуучу. Негизги илимий иштери электр-техника менен радиотехниканын ар кандай багыттарына арналган. 1888-жылы Г. Герцтин электр-магниттик толкундарды алуу боюнча жүргүзгөн тажрыйбасын кайталап, анын сигналдарды аралыкка берүүгө пайдаланууга мүмкүн экендигин биринчилерден болуп көргөзгөн. 1895-ж. 7-майда Россия физика-химиялык коомунун физика бөлүмүнүн заседаниенде өзүнүн радио кабыл алгычын сунуштаган. 1897-ж. электр-магниттик толкундардын таралуу багытындагы нерселерден чагылуу кубулушун биринчилерден болуп байкаган. Бул кубулуш радио-

локациянын негизин түзгөн. Радиотелеграфты бир кыйла узак аралыкка берүү боюнча кыйла тажрыйбаларды жүргүзгөн.

көргөзгөн. Байланыштын мындай жолу *радио телеграмма берүү* деп аталган. Поповдун ачылышынын мааниси өтө зор. Азыркы турмушта радиобайланыш кандай роль ойнорлугун ар бирибиз жакшы билебиз.

1895-жылдын 7-майында А. С. Попов Россиянын физика-химиялык коомуна 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 колдонулушу мүмкүн. Ал үчүн жетишерлик энергиялуу 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 колдонулууда.

Төмөндө жөнөкөй радиобайланыш кандай иш жүзүнө ашырарын карайлы. Радио бергич турактуу жыштыктагы электр-магниттик толкундарды нурдантат. Ал A_1 антеннасы жана жерге туташтырылган жогорку жыштыктагы басандабас термелүүнүн генераторунан турат (35-сүрөт, а). K ачкычынын жардамы менен кыска жана узакка созулган сигналдарды берүүгө болот.

Радио бергичтен алыскы аралыкка электр-магниттик толкундарды кабылдагыч орноштурулат (35-сүрөт). Электр-магнит-

тик толкундар A_2 антеннасында өзгөрмө э.к.к. пайда кылып, термелүүчү контурда электр-магниттик термелүүлөр келип чыгат.

Өзгөрмө сыйымдуулуктагы C конденсаторунун жардамы менен кабылдагыч тиешелүү толкунга келтирилет. Кабылдагычтын контурунда пайда болгон термелүү D детекторуна берилет, ал болсо өзгөрмө токту турактуу токко айландырат. Турактуу ток T телефону менен жабдылган телеграфтын электр-маг-



35-сүрөт.

нитине жиберилет. Телефонго параллель блокирлөөчү C_1 конденсатору туташтырылат. C_1 конденсатору мезгилдин биринчи жарымында заряддалат, ал эми мезгилдин экинчи жарымында телефон же телеграф аркылуу зарядсызданат.

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

Радиолокация объектилердин электр-магниттик толкундарын нурдантуу жана чагылтуу касиетине негизделген. Радиолокациянын үч ыкмасы бар: а) объектиге радио толкундары жиберилип, андан кайра чагылган радио толкундарын кабылдоо; б) жиберилген радио толкунду объект кабыл алып, аны кайра нурланткан радио толкунду кабылдоо; в) объектинин өзү чыгарган радио толкундарды кабылдоо.

Азыркы күндө радиолокация илимий жана техникалык жагынан тез өнүгүп, куралдуу күчтөр жана эл чарбасы үчүн зор мааниге ээ болгон тармакка айланды. Радиолокациянын жардамы менен навигация, учуучу аппараттарды башкаруу, кемелердин координаталарын аныктоо, аба ырайын алдын ала айтуу ж. б. иштер жүзөгө ашырылууда.

Космостук радиобайланыштар боюнча жетишкендиктер «Орбита» деп аталган жаңы байланыш системасын жаратууга алып

келди. Бул системада ретрансляциялоочу байланыш спутниктери колдонулат. «Молния» деп аталган байланыш спутниктери өтө эле алыскы орбиталарга учурулат. Алардын айлануу мезгили 12 саатка созулат.

Ири өлкөлөрдүн борбор шаарларында чыгуучу газеталардын макеттери *фототелеграф* аркылуу башка шаарларга берилип, ал шаарлардан бир нече миндеген нускада басылып чыгарууда. Ал эми *телевидение* болсо Республикабыздын бардык айыл-кыштактарына жетти. Телевидениенин схемасы негизинен радиоберүүлөрдүн схемасына окшош келет. Берүүчүдөгү (передатчиктеги) термелүүнүн жыштыгы үн сигналы менен эле эмес, ошондой эле берүүчү түтүктөн келүүчү сүрөттөлүштүн алдын ала күчөтүлгөн сигналы аркылуу да модуляцияланат. Телевизордук кабыл алгычта жогорку жыштыктагы сигнал: сүрөттөлүштү берүүчү, үндү алып жүрүүчү жана башкаруу сигналдары болуп үчкө бөлүнөт. Бул сигналдар күчөтүлгөндөн кийин өз трактысына берилип, максаттарына жараша пайдаланылат.

- ? 1. *Электр-магниттик толкундарды байланыш каражаттарына колдонуудагы А.С. Поповдун ролу.*
2. *Жөнөкөй радиобайланыш кандай иш жүзүндө ашырылат?*
3. *Электр-магниттик толкундардын радиотехникада колдонулушу.*
4. *Радиолокациянын ролу кандай? Анын кандай ыкмалары бар?*

§ 30. Амплитудалык модуляция.

Детектирлөө

Радиобайланыш модуляцияланган радиотолкундардын жардамы менен гана иш жүзүнө ашырылат. Электр-магниттик толкундардын параметрлеринин (амплитудасынын, жыштыгынын жана фазасынын) бир кыйла кичине жыштыктагы электр-магниттик толкундар аркылуу өзгөртүлүшү *модуляция* деп аталат. Баштапкы модуляцияланбаган толкундун жыштыгы алып жүрүүчү жыштык деп, ал эми модуляциялоодо толкундардын параметрлерин өзгөртүүчү жыштык модуляциялоочу жыштыгы деп аталат.

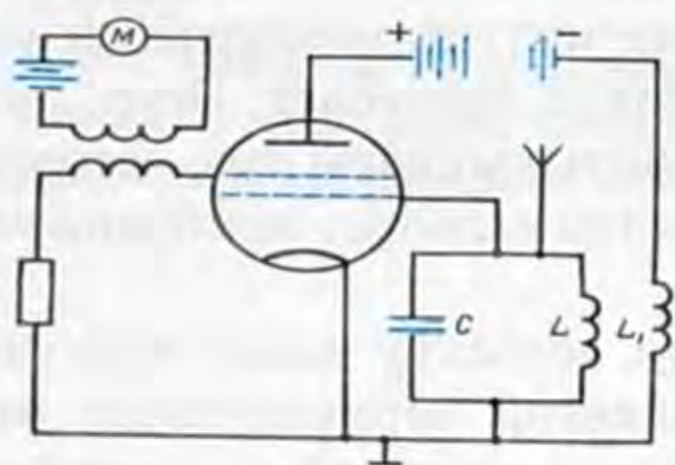
Электр-магниттик толкундардын параметрлеринин амплитудасынын, жыштыгынын, баштапкы фазасынын өзгөрүүлөрү боюнча амплитудалык модуляция, жыштыкты модуляциялоо жана баштапкы фазаны модуляциялоо болуп бөлүнүшөт.

Амплитудалык модуляция негизинен радиотехникада кол-

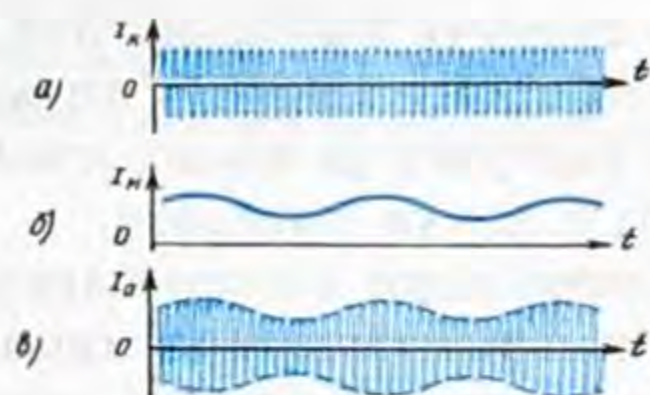
донулат. Анда үндүк термелүүлөр үн жыштыгындагы электр термелүүлөрүнө айландырылып, радио бергич пайда кылуучу жогорку жыштыктагы термелүүлөрдүн амплитудасын өзгөртөт. Андан кийин амплитудалык модуляцияланган термелүүлөр радио толкун түрүндө таралып, радио кабылдагыч аркылуу кабыл алынат. Радио кабылдагычта төмөнкү жыштыктагы модуляцияланган термелүүлөр кайрадан үн толкундарына айландырылат.

Төмөндө алып жүрүүчү толкундун амплитудасынын сигналынын төмөнкү жыштыгынын закону боюнча өзгөрүүсүнөн турган амплитудалык модуляциянын жөнөкөй процессин карайбыз. Генератордук лампанын бир торчосуна микрофондук чынжыр индуктивдүү туташтырылат (36-сүрөт).

Микрофон анын мембранасына жасалган басымдан көз карандылуу өзгөрүлмөлүү каршылык болуп эсептелет. Микрофондун алдында үн булагы жок кезде анын каршылыгы турактуу болот. Үн катуулаган сайын микрофондун каршылыгы азая берет. Микрофондун чынжырында анча күчтүү эмес турактуу ток жүрүп турганда генератор басандабас алып жүрүүчү термелүүнү пайда кылат (37-сүрөт, а). Мындан келип чыккан толкундар мейкиндикке нурдантылат. Микрофонго кандайдыр бир



36-сүрөт.



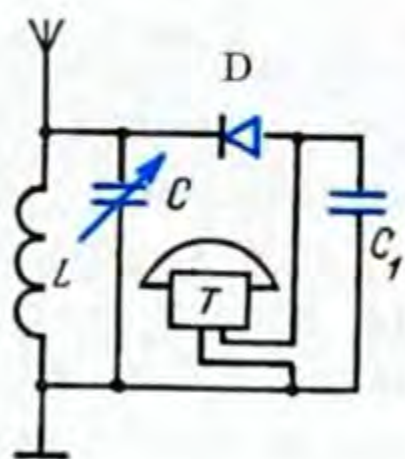
37-сүрөт.

үн таасир эткенде анын каршылыгы үн жыштыгына жараша өзгөрөт, ушуга байланыштуу микрофондун чынжырындагы ток тун күчү да өзгөрүүгө дуушар болот (37-сүрөт, б). Микрофондун чынжырдын торчо менен индуктивдүү туташтырылгандыгына байланыштуу торчого үн жыштыгынын өзгөрмө чыңалуусу берилет, анын негизинде аноддук ток тун күчү чоңоёт же төмөндөйт. Алып жүрүүчү жыштыктагы термелүүлөрдүн амплитудасы үн жыштыгы менен кошо өзгөрө баштайт. Ошентип модуляцияланган термелүүлөр (37-сүрөт, в) пайда болот да, алар мейкиндикке нурдантылат.

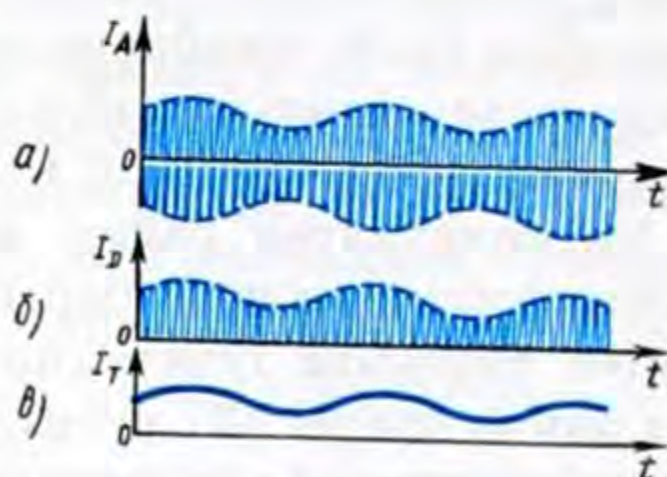
Радио кабылдагыч. Радио кабылдагычтын негизги бөлүгү да

ачык термелүүчү контуру болуп эсептелет (38-сүрөт). Мында ар кандай булактардан нурданган аргасыз термелүүлөр антеннага индукцияланат. Сигналды жиберүүчү станция менен резонанска келтирүүгө мүмкүндүк болуу үчүн контурдун бир элементи өзгөрүлмөлүү болуп жасалат. Контурда бул станция тарабынан пайда болгон, салыштырмалуу чоң өлчөмдөгү модуляцияланган термелүүлөр келип чыгат (39-сүрөт, а).

Азыркы кездеги лампалык жана жарым өткөргүчтүү күчөткүчтөр кабыл алынган толкундарды бузбастан бир нече эсеге күчөтүү менен өтө алыс аралыктан кабыл алып аны угууга мүмкүндүк берет.



38-сүрөт.



39-сүрөт.

Токтун үндүк термелүүлөрүн угууга мүмкүндүк берүүчү прибор-телефон жеңил ферромагниттик мембрананы өзүнө тартып туруучу электр-магнит болуп эсептелет. Эгер электр-магниттин орому аркылуу үн жыштыгындагы ток өзгөрүлсө, анда анын тартуусу үн жыштыгы менен өзгөрүп, мембрана термелүүгө келет, б. а. «үн чыгарат».

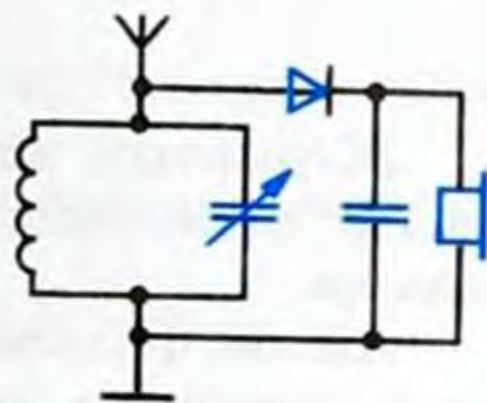
Телефондун электр-магнети аркылуу алып жүрүүчү (жогорку) жыштыктагы модуляцияланган термелүүлөрдү өткөрүүнүн пайдасы жок, анткени мембрана мындай жыштыктагы термелүүнү сезүүгө үлгүрбөй калат.

Детектирлөө. Модуляцияланган термелүүлөрдүн ичинен үн жыштыгындагы термелүүлөрдү бөлүп чыгуу процесси *детектирлөө* деп аталат. Детектирлөө жарым өткөргүчтөрдү же детекторлор деп аталуучу бир жактуу өткөрүүчүлүккө ээ болгон атайын жасалгаларды колдонуу жолу менен иш жүзүнө ашырылат.

Алдын ала модуляцияга тескери операцияны – *детектирлөөнү* жүргүзүү керек. 38-сүрөттө детектор катары кристаллдык диод (D) колдонулган. Мындай радио кабылдагыч *детектордук* деп аталат. Көрсөтүлгөн операциянын негизинде *детектирленген термелүүлөр* алынат (39-сүрөт, б). Детектирленген термелүүлөр жогорку жана төмөнкү жыштыктагы термелүүлөрдүн суперпозициясы болуп эсептелет. Телефондун мембранасы телефондогу ток менен өзгөргөн үн жыштыктарын сезе алат

(39-сүрөт, в). Телефондун мембранасы микрофондун мембранасы сыяктуу термелип, биз микрофондо айтылган үндөй үндү уга алабыз. Детектордук кабылдагыч (приемник) эң эле жөнөкөй түзүлүштө болуп, колдонууга ыңгайлуу, бышык болот. Мындай кабылдагычтар сигналдарды жакын аралыктагы радиостанциялардан же болбосо өтө кубаттуу радиостанциялардан гана кабылдайт. Эгер начар сигналдарды кабыл алуу зарыл болуп калса, анда аны күчөтүү керек.

Жөнөкөй радиокабылдагыч. Электрмагниттик толкундар кабылдагычтын антеннасына келип түшүп, контурда электрмагниттик термелүүнү пайда кылат (40-сүрөт). Жогорку жыштыктагы начар термелүү күчөткүчкө, андан детекторго – бир багытка гана өткөрүүчү өткөргүчкө өтөт. Детектордо демодуляция – келип түшкөн термелүүлөрдүн төмөнкү жыштыктагы бөлүгүн ажыратып алуу процесси жүрөт. Бул толкун кайрадан күчөтүлүп, үн чыгаруучу түзүлүшкө берилет.



40-сүрөт.

- ? 1. Термелүүлөрдү модуляциялоого түшүнүк бергиле.
 2. Амплитудалык модуляциянын жөнөкөй процесси кандай жүрөт?
 3. Радио кабылдагыч жөнүндө түшүнүк бергиле.
 4. Детектирлөө процесси кандай жүрөт?
 5. Жөнөкөй радиокабылдагычтардын иштөө принциби кандай?

ЖАРЫК. ЖАРЫК КУБУЛУШТАРЫ

§ 31. Жарыктын жаратылышы жөнүндөгү алгачкы ой-пикирлер

Жарыктын жаратылышы, анын мааниси жөнүндөгү маселелер илимпоздорду бир нече жүздөгөн жылдар кызыктырып келген.

Англис физиги Исаак Ньютон (1643–1727) 1675-жылы жарык жөнүндөгү теориясын сунуш кылган. Ал теория боюнча жарык, жаркырак телолордон учуп чыккан жана көзгө көрүү сезимин пайда кылган тез кыймылдагы эң кичине бөлүкчөлөрдүн – корпускулалардын агымы болуп эсептелген. Бул теория боюнча жарыктын чагылышы чагылтуучу беттен корпускулалардын, серпилгич шарчалар катуу нерсенин бетинен чагылган закон сыяктуу чагылышы менен түшүндүрүлгөн. Түстөрүнүн ар башкалыгы корпускулдардын чоңдуктарына карата аныкталган: чоңураак корпускулдар кызыл түстү сезүүнү пайда кылса, өтө кичирээктери кызгылт-көк түстү сездирет деп кабыл алынган. Бул теория Ньютондун авторитетине байланыштуу бир кыйла мезгилге кабылданган.

Англис илимпозу Р. Гук (1635–1703), Ньютон менен бир эле мезгилде жарыктын, корпускулярдык теориясына карама-каршы келген, жарыктын толкундук жаратылышта экендиги жөнүндөгү өзүнүн гипотезасын айткан. Бул гипотеза XVII кылымдын улуу голланд физиги Х. Гюйгенс (1629–1695) тарабынан анын 1690-жылы жарык көргөн «Жарык жөнүндөгү трактат» эмгегинде андан ары өркүндөтүлүп, жарыктын толкундук теориясы илимий денгээлде каралган. Жарыктын жаратылышы жөнүндөгү мындай көз карашты башка илимпоздор да колдоп чыгышкан. Алардын ичинде орустун улуу окумуштуусу М. В. Ломоносов да болгон.

Кийинчерээк XIX кылымдын биринчи жарымында өздөрүнүн эмгектерин оптиканын өнүгүшүнө арнашкан француз физиктери О. Френель, А. Физо, англис физиги Т. Юнг, немец физиги Й. Фраунгофер жана башкалардын илимий ачылыштары, жарык толкундук процесс экендигин ишенимдүү далилдеген. Ошентип, Ньютондун жарык жөнүндөгү корпускулярдык теориясы толугу менен четке кагылып, анын ордуна жарыктын толкундук теориясы өркүндөй баштаган.

Жарыктын чагылуусу бардык эле толкундар үчүн орун ал-

ган: *чагылуу бурчу түшүү бурчуна барабар* деген закон боюнча түшүндүрүлгөн.

Түстөрүнүн ар кандай болушу үндүн тонунун айырмачылыгы үн толкундарынын узундуктарына жараша болгон сыяктуу эле, жарык толкундарынын узундуктарынын ар кандай болушу менен түшүндүрүлөт.

- ? 1. *Жарыктын жаратылышы жөнүндөгү И. Ньютондун теориясы.*
2. *Жарыктын жаратылышы жөнүндөгү кийинки тактыктар кандай болгон?*

§ 32. Жарык булактары.

Жарыктаныш. Жарык – электр-магниттик толкун

Алгач жарык булактары жөнүндө бир аз токтоло кетели. Айланабыз жарык же карангы экендигине карабай көрүүгө мүмкүн болгон жана курчап турган айлана чөйрөсүнө жарык чыгарууга жөндөмдүү болгон нерселер (телолор) *жарык булактары* деп аталат. Жарык булактары табигый жана жасалма болуп бөлүнүшөт. Жарыктын табигый булактарына Күн, жылдыздар, атмосферанын жарык берүүчү газдары (чагылган, уюлдук жаркыроо), ошондой эле бир катар тирүү организмдер, мисалы, балыктар, жаркырак коңуз ж.б. кирсе, жарыктын жасалма булактарына – электр жаасы, электр лампочкасы, чырак, шам ж.б. кирет.

Жарык булагын мүнөздөө үчүн жарык күчү деген түшүнүк киргизилген. Жарык агымынын (Φ) бул агым таралуучу нерселик (телесный) бурчка болгон катышы менен ченелүүчү чондук *жарык күчү* (J) деп аталат.

$$J = \frac{\Phi}{\Omega}, \text{ же } \Phi = J\Omega.$$

СИ системасында жарык күчүнүн бирдиги катары свеча (св) кабыл алынса, жарык агымы үчүн люмен (лм) кабыл алынган. Эгер $J = 1\text{св}$, $\Omega = 1\text{стер}$ (стерадиан) болсо, $\Phi = 1\text{ лм}$ ге барабар. Чекиттик жарык булагы бардык багыт боюнча бирдей нур чыгарат. Нерселик бурч $\Omega = 4\pi\text{ стер}$ ге барабар. Мындай учурда толук жарык агымы $\Phi_{\tau} = 4\pi J$ барабар.

Жарык нерселерге түшүү менен аларды жарыктандырат. Жарык агымынын ал түшүп жаткан бетке болгон катышы менен өлчөнүүчү чондук *жарыктаныш* деп аталат.

$$E = \frac{\Phi}{S}.$$



Максвелл Джеймс Клерк (1831–1879) – англиялык физик, негизги эмгектери электродинамика, молекулалык физикага арналган. 1859-ж. газдардын молекулаларынын ылдамдык боюнча жайланышуусун туюнтуучу статистикалык законду түзгөн (Максвелл жайланыштыруусу):

Максвеллдин илимдеги эн маанилүү салымы болуп 1860–65-жылдары түзгөн электр-магниттик талаанын теориясы эсептелет. Бул теорияны ал электр-магниттик кубулуштардын бардык закон ченемдүүлүктөрүн туюнтуучу бир нече тендемелердин системасы түрүндө (Максвеллдин тендемелери) формулировкалаган.

Максвелл өзүнүн электр-магниттик теориясын түзүүдө жаны түшүнүктү-жылышуу тогун пайдаланган, электр-магниттик талаага аныктама берген, маанилүү жаны эффекттин-мейкиндикте электр-магниттик толкундардын болорлугун жана анын мейкиндикте жарык ылдамдыгы менен тарарын алдын ала айткан. Теория жүзүндө жарык басымын эсептеп чыккан.

Мындагы E – жарыктаныш, Φ – жарык агымы, S – жарык түшүүчү бет. $\Phi = 1$ лм, $S = 1$ м² болсо, анда жарыктаныш $E = 1$ люкска (лк) барабар болот.

Англис физиги Дж. Максвелл 1873-жылы физика илиминде алга карай жаны кадам жасаган. Ал жаратылышта вакуумда 300 000 км/сек ылдамдык менен таралуучу электр-магниттик толкундардын болорлугун теория жүзүндө далилдеген. Мына ушуга байланыштуу жарык электр-магниттик толкун экендиги белгилүү болгон. Мындай толкундар, биз мурда белгилегендей, немец физиги Г. Герц тарабынан 1888-жылы эксперимент жүзүндө алынган.

Орус физик-экспериментатору П.Н. Лебедев жана башка илимпоздордун андан аркы изилдөөлөрүнүн негизинде, электр-магниттик толкундардын бардык касиеттери жарык толкундарынын касиеттери менен дал келерлиги далилденген. Мындай ачылыштар XIX кылымдын аягында жарыктын электр-магниттик теориясынын пайда болушуна алып келген.

Бардык эле электр-магниттик толкундар адамга жарык сезимин бере бербестигин тажрыйба көргөзгөн. Жарыктын электр-магниттик теориясына ылайык, жарыктануу нурдануусу термелүү жыштыгы $4 \cdot 10^{14}$ төн $7,5 \cdot 10^{14}$ Гц чейинки аралыкта болгон электр-магниттик толкундарга гана тиешелүү болот. Жыштыктын бул аралыгындагы термелүүнүн ар бир жыштыгына белгилүү гана түстүк сезилүү туура келет. Жыштыгы $4 \cdot 10^{14}$ Гц бол-

гон термелүүлөр адамга кызыл түстү сезүүгө алып келсе, жыштыгы $7,5 \cdot 10^{14}$ Гц болгон термелүүлөр кызгылт-көк түстү сездирет.

Жарыктын вакуумдагы таралуу ылдамдыгы $c=3 \cdot 10^8$ м/с. Анын толкун узундугун

$$\lambda = \frac{c}{\nu}, \quad (32.1)$$

формуласы боюнча табууга болот. Эсептөө боюнча вакуумдагы кызыл түстүн толкун узундугу 0,76 мкм (микрометр) болсо, кызгылт-көк түстүкү 0,4 мкм болгон. Ошентип, жарык нурдануусуна вакуумдагы толкун узундуктары 0,76 мкм ден 0,4 мкм ге чейинки аралыкта жаткан электр-магниттик толкундар туура келет. Электр-магниттик толкундардын таралуу ылдамдыгы чөйрөнүн тегинен көз каранды болгондуктан, толкун узундуктарынын жогоруда берилген чектелиши чөйрөгө жараша ар кандай болот.

Ошондой эле нерсеге түшкөн электр-магниттик толкун белгилүү өлчөмдө басым жасаары белгилүү болгон. Бул басым теориялык түрдө Максвелл тарабынан эсептелип чыккан. П. Н. Лебедев тажрыйба жүзүндө жарыктын нерсеге жасаган басымын өлчөгөн (§ 44 та каралат). Жарык басымынан алынган чондук электр-магниттик толкундун басымы менен дал келген. Бул болсо жарыктын электр-магниттик теориясынын тууралыгынын далилдеринин бири болуп эсептелет.

- ? 1. Жарык булактары жана жарыктаныш жөнүндө эмнени билесиңер?
2. Жарыктын электр-магниттик толкун экендиги теория жүзүндө качан жана ким тарабынан далилденген?
3. Жарыктын көзгө сезилүүсү термелүү жыштыгынын кандай аралыктарында пайда болот?
4. Жарыктын электр-магниттик теориясынын тууралыгынын далилдери кандай?

§ 33. Жарыктын толкундук жана кванттык жаратылышы

Жарык кубулуштарын түшүндүрүүдө – толкундук жана корпускулярдык (фотондук) болуп эки теория колдонулат. Биринчиси – толкундук (электр-магниттик) теориясы боюнча жарык нурдануусу толкун узундуктары 0,4 төн 0,76 мкм чейинки аралыкта жаткан электр-магниттик толкундар болуп эсептелет (§ 32 ты карагыла). Толкун узундуктары мындан кыска жана узун болгон толкундар адамдын көрүү организmine жарык се-

зимин пайда кылбайт, алар атайын жасалган аппараттар аркылуу гана байкалат. Экинчиси – кванттык (фотондук) теория боюнча жарык нурдануусу өзгөчө бөлүкчөлөрдүн-фотондордун агымы болуп эсептелет. Фотондор массага, энергияга жана импульска (кыймыл санына) ээ болушат.

Толкундук теориясынын жардамы менен жарыктын таралуу закондору (чагылуусу, интерференциясы, дифракциясы ж.б.) түшүндүрүлөт. Квант физикасынын (IX класста өтүлгөн) жардамы аркылуу жарык менен заттардын ортосундагы өз ара аракеттенүү закондору (электрондордун жарыкты жутушу жана чагылдырышы, атомдордун жарыкты нурдантышы жана жутушу ж.б.) түшүндүрүлөт. Нурдантуунун бардык кубулуштарын, жарыктын таралышын жана жутулушун аталган теориялардын бири менен гана түшүндүрүү мүмкүн эмес. Ошентип, жарык кубулушун толук изилдөөдө анын толкундук жана кванттык теориялары биригип, чогуу колдонулат. Мындай жаңы теория *жарыктын квант теориясы* деп аталып, XX кылымдын улуу физиктери М. Планк, А. Эйнштейн, Н. Бор ж.башкалар тарабынан түзүлгөн. Орус физиги С.И. Вавилов (1891–1951) жарыктын нурдануусунун кванттык мүнөздө экендигин байкоонун атайын ыкмасын иштеп чыккан. Толкундук теориясы боюнча жарык толкунуна таандык болгон термелүү жыштыгы ν аркылуу, кванттык теория боюнча жарыкты түзүүчү фотондордун энергиясын E_ϕ массасын m_ϕ жана P_ϕ импульсун аныктоого болот:

$$E_\phi = h\nu; \quad m_\phi = h\nu/c^2; \quad p_\phi = h\nu/c; \quad (33.1)$$

мындагы $h = 6,625 \cdot 10^{-27}$ эрг \cdot с $= 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж \cdot с – Планк турактуулугу; c – жарык ылдамдыгы.

(33.1) формулаларынын биринчисинен жыштык кичине болсо, б.а. толкун узундугу чоң болсо $\left(\lambda = \frac{c}{\nu} \right)$ кванттын чондугу

эң эле кичине болуп, нурдануудагы кванттык мүнөздү байкоого кыйынчылык туулат. Мындай кубулушта нурдануунун толкундук мүнөзү ачык байкалып, толкун теориясы аркылуу жакшы түшүндүрүлөт. Буга мисал катары радиотолкундарынын жутулушун жана нурданышын алсак болот. Бул учурда нурдануунун кванттык жаратылышы дээрлик практикалык мааниге ээ болбойт.

Буга тескерисинче, радиотолкундардын кванттарына караганда, кванттары миллиард эсе чоң болгон рентген нурларынын нурданышы менен жутулушунда рентген нурларынын квант-

тык жаратылышы маанилүү ролду ойнойт. Ушуга байланыштуу рентген нурларынын нурданышы жана жутулушу квант теориясынын жардамы менен түшүндүрүлөт.

Инфракызыл, ультракызгылт-көк нурлардын заттар менен өз ара аракеттенүүсүндө нурдануунун толкундук да, кванттык да касиеттери байкалат. Мындай учурлардагы кубулуштарды түшүндүрүүдө нурдануунун эки теориясы тең колдонулат.

- ? 1. Жарыктын квант теориясын кандай түшүнөсүңөр? Бул теория кимдер тарабынан түзүлгөн?
2. Термелүү жыштыгы аркылуу фотондордун энергиясы, массасы жана импульсу кандай аныкталат?
3. Кандай кубулушта нурдануунун толкундук мүнөзү ачык байкалат?
4. Кандай нурлардын кванттык жаратылышы маанилүү ролду ойнойт?
5. Кандай кубулуштарды түшүндүрүүдө нурдануунун эки теориясы тең колдонулат?

§ 34. Жарыктын толкундук касиеттерин ырастоочу кубулуштар

Максвелл тарабынан иштелип чыккан электр-магниттик теория боюнча электр-магниттик толкундар жарык толкундары сыяктуу ылдамдык менен таралары белгилүү болгон. Мына ушунун негизинде Максвелл жарыкты механикалык эмес, электр-магниттик толкундар деп эсептеген. Ошентип, XIX кылымдын экинчи жарымында жарыктын туура электр-магниттик теориясы түзүлгөн. Көптөгөн оптикалык кубулуштарды түшүндүрүүдө бүгүнкү күндө да бул теория колдонулууда. Толкун теориясы интерференция, дифракция, поляризация, дисперсия сыяктуу бир катар оптикалык кубулуштарды толугу менен түшүндүрүүгө мүмкүндүк берди. Аталган оптикалык кубулуштарды тажрыйба жүзүндө алгачкы байкоо француз физиги О. Френелге таандык.

Жарык нурларынын толкундук жаратылышта экендигинин ишенимдүү далилдери болгон Френелдин эмгектери азыркы мезгилге дейре толкундук оптиканын негизи болуп эсептелет. Так жүргүзүлгөн тажрыйбалардын негизинде Френель, жарык туурасынан кеткен электр-магниттик толкун экендигин далилдеген.

Төмөндө жарыктын толкундук касиеттерин ырастоочу интерференция, дифракция кубулуштарына, ошондой эле жарыктын дисперсиясына токтолобуз.

Жарыктын интерференциясы. Жарыктын интерференциясын байкаш үчүн когеренттүү жарык нурларын алуу зарыл.

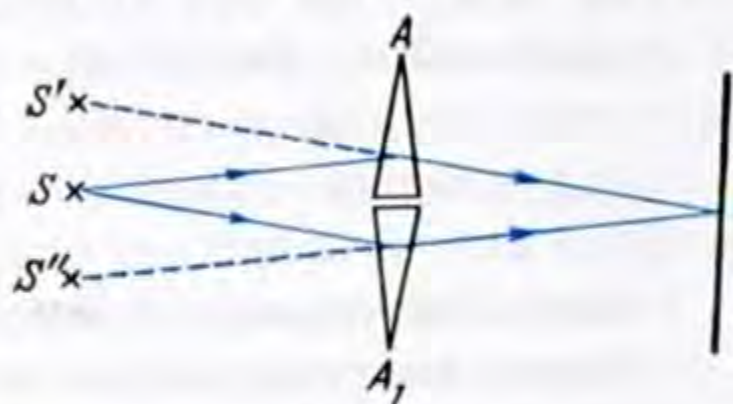
Анткени когеренттүү толкундар гана интерференцияланышы мүмкүн. Фазаларынын айырмасы убакыттан көз каранды болбогон бирдей мезгилдүү эки толкун *когеренттүү* деп аталышат. Мындай шартты жыштыктары бирдей болгон монохроматикалык толкундар гана канааттандыра алат.

Жарыктын ар кандай булактарынан чыккан жарык нурлары когеренттүү эмес. Ушуга байланыштуу өз алдынча эки жарык булагынан чыккан жарыктын интерференциясын алууга мүмкүн да болбойт. Бир гана жарык булагынан чыккан нурлар когеренттүү боло алат. Мындай нурларды кандайдыр бир жасалганын жардамы менен ар кандай багытта жиберип, анан аларды бир-бирине катталыштыруу менен интерференцияны алууга болот.

Мындай жолдун тууралыгын Френель өзүнүн илимий иштеринде далилдеген. Ал өзүнүн тажрыйбаларынын биринде *бипризманын* жардамы менен нурларды ар кандай багыт боюнча жиберүүгө жетише алган. Сындыруу бурчтары эң эле кичине жана кенен жактары боюнча бириктирилген эки призма бипризманы түзөт (41-сүрөт). S булагынан чыккан жарык нурлары A жана A_1 призмаларынан сынгандан кийин, андан ары S жана S'' мнимый (жалган) булактарынан чыккан сыяктуу болуп кетишет. Ошентип \mathcal{E} экранынын бардык бети боюнча, интерференциялык сүрөттөлүштү берүүчү когеренттик жарык нурларынын катталыштары пайда болот. Кошулуучу жарык толкундарынын фазаларынын катыштарына жараша жарыктын интенсивдүүлүгү начарлайт же күчөйт. Бул кубулуш жарыктын *интерференциясы* деп аталат.

Экрандан, фотопластинкадан ж. б. байкалган когеренттик толкундардын катталышынын жыйынтыгы *интерференциялык сүрөттөлүш* деп аталат. Эми ушул интерференциялык кубулуштун кантип пайда болорлугу жөнүндө токтолуп кетели.

Бипризмаларга ирээти менен сары, жашыл, көк ж. б. түстөгү жарыктарды жиберүү аркылуу экранда сары тилкенин андан кийин кара тилкенин, кайра жашыл анан кара тилкенин, көк кайра кара тилкелердин пайда болорлугу жана ушинтип улана берерлиги байкалган. Кызыл жарыкка туура келген ачык жана кара тилкелердин жазылыгы эң чоң, а эми кызгылт-көк жарык үчүн ачык жана кара тилкелердин туурасы эң кичине болгон. Демек, толкундардын максимум жана минимум катталыш болгон жерлери жарыктын түсүнөн көз ка



41-сүрөт.

рандылыкта өзгөрөт экен. Бул болсо, жарыктын ар кандай түсүнүн толкун узундуктары ар башка болорлугунун далили болуп эсептелет. Жарык толкундарынын узундугун өлчөө кызыл жарыктын толкун узундугу кызгылт-көк жарыктын толкун узундугунан узун экендигин көргөзгөн.

Эгер бипризмага ак жарык жиберилсе, анда экранда ар кандай түстөрдөгү тилкелер жана алардын ортолорунда кара тилкелер пайда болгон. Бул көрүнүш ак жарык татаал түзүлүштө экендигинин, анын курамында узундуктары ар кандай толкундардын бар экендигинин далили болуп эсептелет. Мына ушунун негизинде толкундардын интерференцияланышынан пайда болгон жарыктын максимум жана минимумдары бир-биринен ар кандай аралыкта пайда болот.

Толкундардын интерференцияланышынын айрым учуру туруучу толкундардын пайда болушуна алып келет. Эгер интерференциялануучу толкундардын жыштыктары, амплитудалары жана термелүү багыттары бирдей болсо, анда бир-бирине карама-каршы багытта таралуучу эки толкундун катталышы туруучу толкунду берет. Интерференциялануучу толкундар туруучу толкундардан айырмаланып, таралуучу толкундар деп аталат. Туруучу толкун бир учу бекитилген жиптин экинчи учуна мезгилдүү термелүүнү келтирүү аркылуу пайда болот.

Мисал катары карама-каршы багытта таралуучу амплитудалары жана жыштыктары бирдей болгон синусоидалдуу жалпак эки толкундун интерференцияланышын карайлы. Толкундардын теңдемелери

$$y_1 = y_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{c} \right), \quad y_2 = y_0 \sin \omega \left(t + \frac{x}{c} \right) \quad (34.1)$$

болсун дейли. Мындан координатанын башталышында ($x=0$) эки толкун тең бирдей фазадагы термелүүгө келээрлиги көрүнүп турат. Координатасы x болгон чекитте, суперпозиция принцибине ылайык, термелүүчү чондуктардын суммалык мааниси

$$y = y_1 + y_2 = 2y_0 \cos \omega \frac{x}{c} \cdot \sin \omega t = \tilde{y}_0 \sin \omega t, \quad (34.2)$$

барабар болот. $\tilde{y}_0 = 2y_0 \cos \omega \frac{x}{c} = 2y_0 \cos 2\pi \frac{x}{\lambda}$ — x координатасынын маанисинен көз карандыда болуучу амплитуда. (34.2) формуласы менен туюнтулуучу толкун процесси *туруучу толкун* деп аталат.

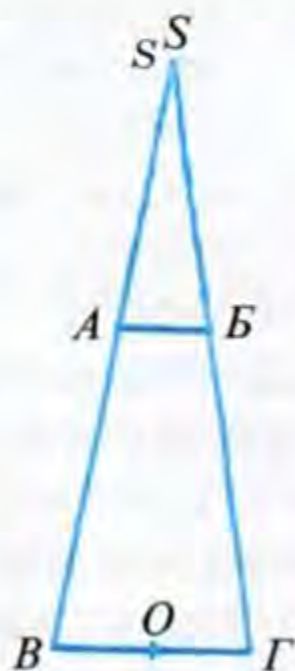
Жарыктын интерференциясы илимий изилдөө иштеринде жана техникада, өзгөчө оптикалык приборлорду даярдоочу өндүрүш жайларында кенири колдонулат. Интерференциялык ыкма менен жарык сигналдарынын таралыш ылдамдыктары да

өлчөнөт. Мындай өлчөөдө жарык булагы да, аны кабылдагыч (приемник) да кыймылсыз болгон учуру, жана ошондой эле жарык булагы да, кабыл алгыч да бири-бирине карата кыймылда болгон учур каралган. Америкалык физиктер Майкельсон менен Морли тарабынан жүргүзүлгөн мындай кызык тажрыйба, жогорудагы эки учурда тең вакуумда жарыктын таралуу ылдамдыгы бирдей жана $300\,000\text{ км/с}$ болуп чыккан. Бул жыйынтык (инерциалдык эсептөө системасында) жарык булагы жана байкоочу бири-бирине карата кыймылсыз абалда болобу, же бири-бирине карата кыймылда болобу андан жарык ылдамдыгы өзгөрбөй тургандыгынын далили болуп эсептелет. Мындай парадоксалдуу (таң каларлык) жыйынтык А. Эйнштейн тарабынан түзүлгөн салыштырмалуулук теориясы тарабынан гана түшүндүрүүгө ээ болгон.

Жарыктын дифракциясы. Толкундардын тоскоолдуктарды айланып өтүү кубулушу *толкундардын дифракциясы* деп аталат. Толкундардын дифракция кубулушу толкун узундугу менен тоскоолдуктун (же тосмонун тешигинин) өлчөмдөрүнүн ортолорундагы катыштан бир кыйла көз каранды. Толкун узундугуна караганда тоскоолдук канча кичине болсо дифракция кубулушу ошончолук байкаларлык болот.

Жарык толкундарынын узундугу кичине болгондугуна байланыштуу, жарык кубулушунда дифракцияны байкоо бир кыйла татаалдай көрүнөт. Бирок ошого карабай тоскоолдуктун өлчөмү толкун узундугуна караганда дээрлик чоң болгон учурда да дифракцияны көрүүгө болот. Ал үчүн толкунду тоскоолдуктан чоң аралыктан байкоо керек.

Эң эле кичине диаметрлүү күнүрт AB дискасын монохроматикалык жарык булагы S менен экрандын ортосуна жайгаштырабыз (42-сүрөт). Экрандын $BГ$ аймагында көлөкө болуш керек эле. Бирок чындыгында экранда кара, ак болуп алмашкан тегерек



42-сүрөт.



43-сүрөт.

шакекчелер пайда болот (43-сүрөт). Дисканын борборунун карама-каршысындагы О чекитинде ак так жайланышат. Анын пайда болушу төмөндөгүдөй түшүндүрүлөт.

Жарык толкундарынын АБ дискасына түздөн-түз түшкөн бөлүгү гана О чекитине негизги энергияны алып келет. Ал эми жарык толкундарынын калган бөлүгү тарабынан О чекитинде пайда болгон термелүүлөр, интерференция кезинде өз ара жоюшуп кетишет. АБ дискасын түздөн түз курчап турган жарык толкундарынын фронтунун бардык чекиттери О чекитине бирдей аралыкта болгондуктан, толкундар О чекитине бирдей фазада келишип, бир-бирин күчөтүү менен ак такты пайда кылышат. Ошентип, тоскоолдуктан экранда пайда болгон көлөкөнүн борборунда ак тактын пайда болушу жарыктын толкундук теориясы менен түшүндүрүлөт. Өтө кичине тегерек тешиктен да экранда бир-бири менен алмашкан кара, ак шакекчелер пайда болот.

Практика жүзүндө бир жылчыкчадан дифракцияны байкоо бир кыйла кыйынчылыкка алып келет. Анткени эң эле кичине жылчыктан жарык өтө аз өтөт. Дифракция кубулушу жетишерлик деңгээлде байкалыш үчүн жарыкты бир нече жарыш жылчыкчалар аркылуу өткөрүү керек. Мындай учурда дифракция кубулушунан башка интерференция кубулушу да пайда болот. Анткени бардык жылчыкчалардан өткөн нурлар когеренттүү болушат. Монохроматикалык жарыктын экрандагы ачык жаркырап көрүнүшү жылчыкчалардан өткөн бирдей фазадагы нурлардын келип түшкөн жерлеринен байкалат. Ошентип, жарыктануучу көп сандагы жылчыкчалар болгон кезде экрандагы кара фондо ачык ичке сызыктар пайда болот. Көрсө, жылчыкчалардын жалпы саны канча көп болсо жана алар бир-бирине канчалык жакын жайланышса, экрандагы бирдей фазалуу нурлардын катталыштарына туура келген жерлери ошончолук ачык жарык болот. Жылчыкчалардын ортолору жакындатылса, экрандагы ачык нурлардын ортолорундагы аралык чоңоёрлугу байкалган. Дифракциялык торчонун түзүлүшү бул айтылган кубулушка негизделип жасалат.

Жарыкты өткөрүүчү же чагылдыруучу жарыш жана өтө жакын жайланышкан көп сандагы ичке жылчыкчалар *дифракция торчосу* деп аталат. Торчолор тунук катуу заттардан же металл күзгүлөрдөн жасалат. Эки учурда тең беттери алмаздан жасалган кескич менен бири-бирине жарыш кылынып чийилген болот. Бир миллиметр аралыкка миңден ашык чийиндер түшүрүлгөн торчолор да кездешет. Торчолордогу чийиндердин (жылчыкчалардын) жалпы саны жүз миңден ашып кетиши да мүмкүн.

Жарык дисперсиясы. Заттар аркылуу өткөн толкундун таралуу ылдамдыгынын толкун узундугунан көз карандылыгы *дисперсия* деп аталат. Эгер монохроматикалык нурлардын ылдамдыгы v толкун узундугунан көз каранды болсо, анда заттын сынуу көрсөткүчү $n=c/v$ болгондуктан, мындай нурлар абадан затка өткөндө ар башкача сынуулары керек. Анткени абадагы бардык жарык нурларынын ылдамдыктары, практика жүзүндө, бирдей жана c га барабар. Демек, кандайдыр бир затта жарык нурунун таралуу ылдамдыгы канчалык кичине болсо, ал абадан затка өтүүдө ошончолук чоң сынууга дуушар болот.

Жарык нурларынын сынышын ал нурдун таралуу жолуна коюлган үч кырдуу призманын жардамы менен байкоо ыңгайлуу. Айнек призмага кызыл нурду жиберип, ал сынгандан кийин экрандын кайсыл жерине түшкөнүн белгилейбиз (44-сүрөт). Кызыл нурду көк нур менен алмаштырып, ал нур кызылга караганда экранда бир кыйла төмөн түшкөндүгүн, б. а. көбүрөөк сынгандыгын көрөбүз (45-сүрөт). Бул көрүнүштөр төмөнкү жы-



44-сүрөт.



45-сүрөт.

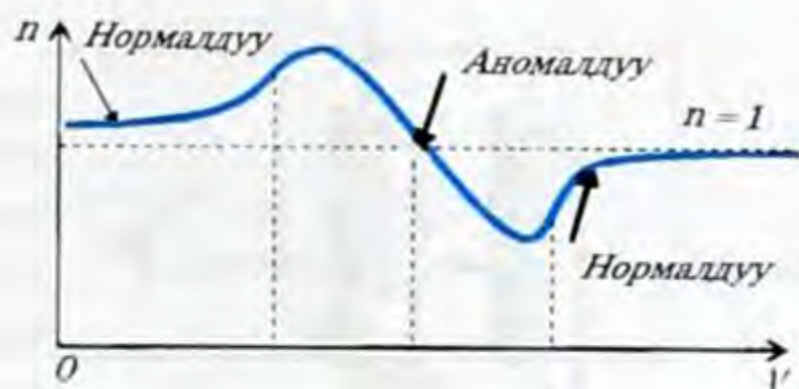
йынтыкка алып келет: *жарык нурларынын затта таралыш ылдамдыгы толкун узундугунан көз каранды.*

Башка монохроматикалык нурларды бөлөк заттардан жасалган призмалар аркылуу өткөрүү менен жүргүзүлгөн тажрыйбалар деле ушул жыйынтыкка алып келген. Жарык нурларынын термелүү жыштыгы канчалык чоң болсо, б. а. алардын толкун узундугу канчалык кыска болсо, жарыктын нурларынын айнекте таралуу ылдамдыгы ошончолук кичине, ал эми алар үчүн сынуу көрсөткүчү ошончолук чоң болот. Кызыл нур айнекте башка нурларга караганда тезирээк тараса, ал эми кызгылт-көк нур жайыраак тарайт. Демек, заттын абсолюттук сынуу көрсөткүчү кызыл нурдан баштап кызгылт-көккө карай жогорулоодо болот. Демек, заттын сынуу көрсөткүчү ал затка түшкөн жарыктын

толкун жыштыгынан көз карандыда: $n = f(v) = \varphi(\lambda)$. $n = \frac{c}{v}$ аныктамасы боюнча жарыктын дисперсиясы жарык толкунунун затта таралыш ылдамдыгынын жыштыктан көз карандылыгы боюнча да аныкталат: $v = v(\nu)$.

Эгер сынуу көрсөткүчү жыштыктын чоңоюшу менен моно-

тондуу жогоруласа, анда мындай жарык дисперсиясы *нормалдуу* деп аталат. Тескерисинче, жыштыктын чоңоюшу менен сынуу көрсөткүчү монотондуу төмөндөсө, мындай жарык дисперсиясы *аномалдуу* деп аталат. 46-сүрөттө $n = f(\nu)$ функциясы нормалдуу жана аномалдуу дисперсия үчүн көргөзүлгөн.



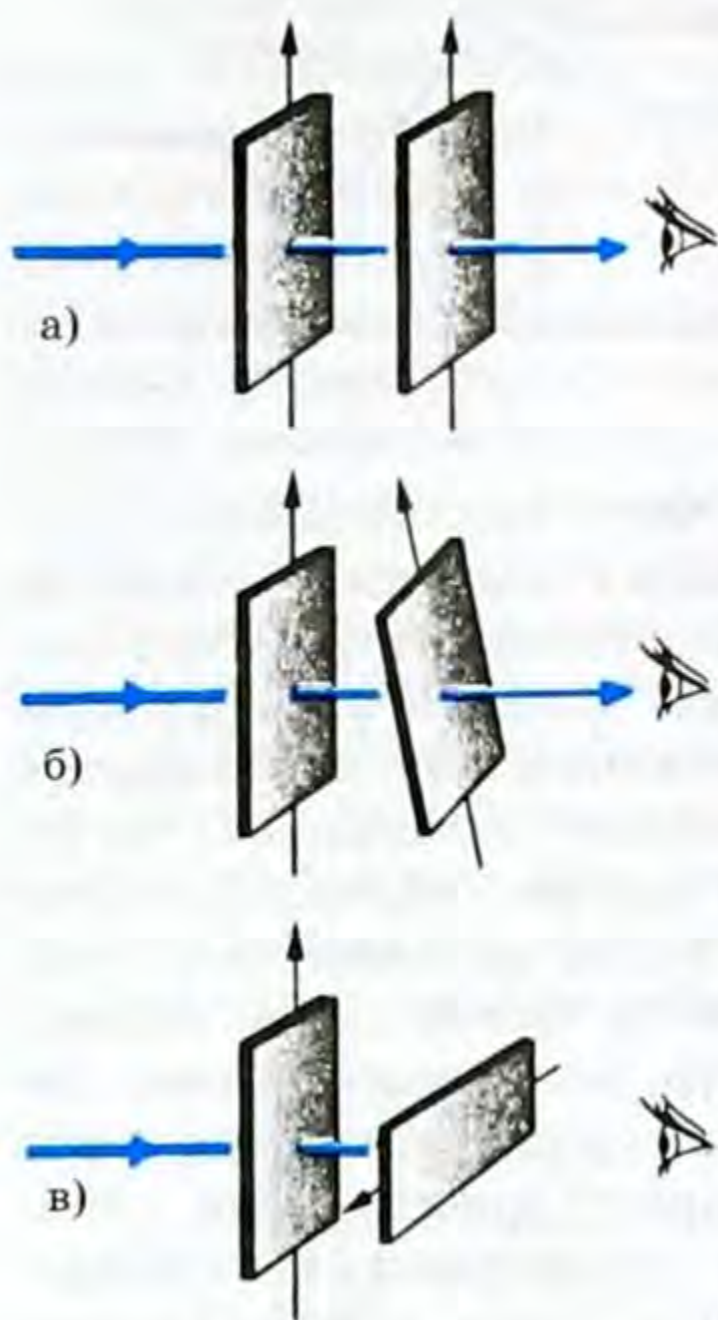
46-сүрөт.

Ньютон 1666-жылы айнек призманын жардамы менен ак жарыкты биринчи жолу изилдеп, анын татаал түзүлүштө экендигин көргөн. *Жарык нурдануусунун толкун узундуктары (термелүү жыштыгы) боюнча жайланышы бул нурдануунун спектри* деп аталат. Монохроматикалык нурлардын үзгүлтүксүз биринен кийин биринин орун алышы *тутааш спектр* деп аталат. Тутааш спектрдин мисалы болуп ак жарыктын спектри эсептелет. Ак жарык негизинен жети түстөн турат: кызыл, кызгылт-сары, сары, жашыл, көгүлтүр, көк, кызгылт-көк. Демек, ак жарык, түрдүү түстөгү нурлардан турган татаал түзүлүштө болот. Эгер спектрдин түстүү нурларын спектралдык линзанын жардамы менен бир нурга бириктирсе, анда кайрадан ак жарык келип чыгат. Мындай процесс *синтездөө* деп аталат.

1. *Жарыктын толкундук касиеттерин кандай кубулуштар ырастайт?*
2. *Жарыктын интерференция кубулушу кандай пайда болот?*
3. *Жарык дисперсиясын түшүндүрүп бергиле.*
4. *Жарыктын дифракция кубулушунун алыныш шарттары кандай?*

§ 35. Жарык туурасынан кеткен электр-магниттик толкун. Жарыктын поляризациясы

Жарыктын интерференциялык жана дифракциялык кубулуштары анын толкундук жаратылышта экендигин гана көргөзө алат. Бирок бул кубулуштар жарык нурундагы термелүүнүн багыты жөнүндө эч кандай маалымат бербейт. Кандайдыр бир тажрыйбанын негизинде жарык нурдануусу туурасынан же узунунан кеткен толкун экендигин аныктоого болобу деген суроо туулат. Поляризация кубулушу бул коюлган суроого канагаттандыруучу жооп берип, жарык нуру туурасынан кеткен толкун экендигин толугу менен далилдейт.



47-сүрөт.

Жарык толкундарынын туурасынан кеткен толкун экендигин ырастоочу толкундук оптиканын кубулуштарынын жыйындысы *жарыктын поляризациясы* деп аталат. Демек, туурасынан кеткен толкун гана поляризациялана алат.

Жарык толкундарынын туурасынан 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 окуна дал келгендей кылып бирдей кесилген эки пластинканы биринен кийин экинчисин жарык нурунун таралуу багытына коюп, эки пластинкадан тең өткөн жарыкты байкайбыз.

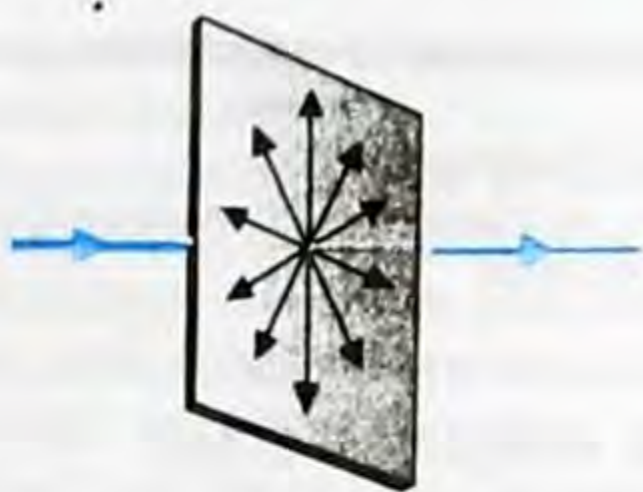
Пластинкалардын октору бирдей багытталган болсо, эч кандай деле өзгөрүүлөр байкалбайт, болгону жарык агымы кристаллдардын өзүнө жуту-

лушуна байланыштуу бир аз начарлай түшөт (47-сүрөт, а).

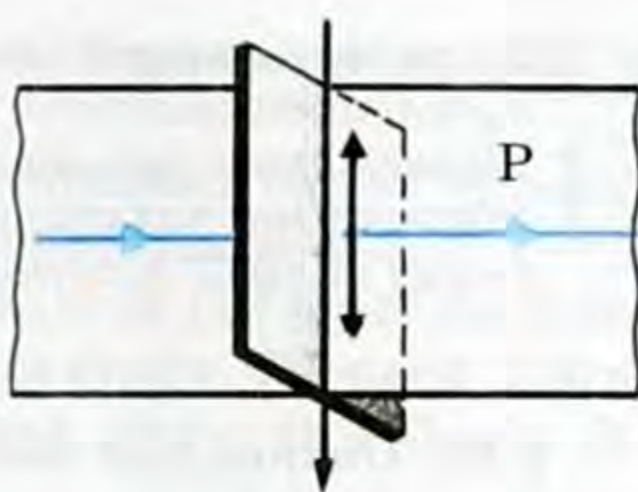
Эгер биринчи кристаллды кыймылсыз калтырып, экинчисин айландыра баштасак, анда тангалаарлык кубулуш – жарыктын басандай башташы байкалат. Октордун ортолорундагы бурчтун чоңойушу менен жарыктын интенсивдүүлүгү азая берет (47-сүрөт, б). Качан гана октор бири бири менен перпендикулярдуу болгон кезде жарык такыр өтпөй калат (47-сүрөт, в). Жарык нуру экинчи кристалл тарабынан толугу менен жутулат.

Бул тажрыйбадан төмөнкү жыйынтыктарга келебиз: жарык туурасынан кеткен толкун болуп эсептелет; термелүү ак жарыктын таралуу багытына перпендикулярдуу болуп, баардык багыт боюнча жүрөт (48-сүрөт). Мындай жарык *табигый*, же поляризацияланбаган деп аталат. Турмалин кристаллы термелүүлөрү белгилүү бир тегиздикте жаткан жарык толкундарын гана өткөрүүгө жөндөмдүү (49-сүрөт, *P* тегиздиги).

Мындай жарык *поляризацияланган*, тагыраак айтканда, *жалпак поляризацияланган* деп аталат. Биринчи кристаллдан жалпак поляризацияланган жарык өтөт. Ал эми оку биринчиники менен 90° түзгөн экинчи кристаллдан ал жарык өтпөй калат. Ошентип турмалин кристаллы жарыкты поляризациялайт, б. а.



48-сүрөт.



49-сүрөт.

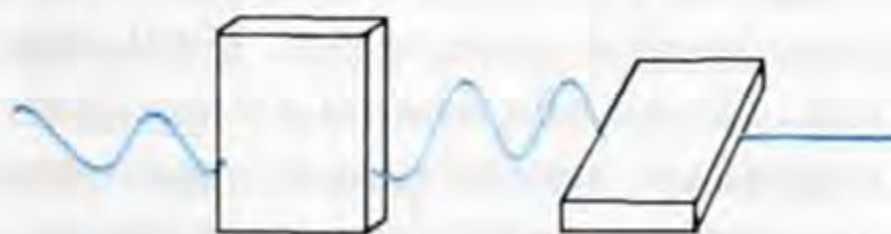
табигый жарыкты жалпак поляризацияланган жарыкка айлантаат.

Франциялык физик Э.Л. Малюс 1808-жылы жалпак поляризацияланган жарыктын интенсивдүүлүгүнүн өзгөрүү законун алган. Ал закон боюнча поляризатордон өткөн жарыктын интенсивдүүлүгү J поляризаторго түшүүчү жарыктын интенсивдүүлүгү J_0 менен төмөндөгүдөй байланышта болот:

$$J = J_0 \cos^2 \alpha.$$

Мындагы J_0 – поляризаторго түшүүчү жарыктын интенсивдүүлүгү, ал эми α – түшүүчү жарыктын поляризация тегиздиги менен анализатордон (экинчи турган турмалин, 47-сүрөт) өткөн жарыктын тегиздигинин ортолорундагы бурч. α – бурчун 0 дөн 90° ка дейре өзгөртүү менен анализатордон чыккан жарыктын интенсивдүүлүгүнүн өзгөрүүсүн байкоого болот.

Жогоруда айтылган поляризация кубулушун механикалык тажрыйба аркылуу түшүндүрсө да болот. Бир тегиздикте, мисалы, вертикалдуу абалда термелген жип поляризацияланган жарык толкунунун моделин бере алат. Ал эми табигый жарык толкунунун моделин термелүү тегиздиги тез өзгөрүп кыска убакыт ичинде ар кандай абалга ээ болуп туруучу жип аткарат. Ортосу узатасынан оюп тешилген калыңыраак төрт бурчтуу эки тактай жогоруда келтирилген турмалиндердин кызматын аткарат: жиптин тешикке бойлото багытталган термелүүсү тешик аркылуу оной эле өтүп кетет, ал эми тешикке перпендикулярдуу болгон термелүүсү өтпөй калат. 50-сүрөттө көрсөтүлгөн тажрыйба жогоруда каралган оптикалык тажрыйба менен дал келет. Тешиктер өз ара перпендикулярдуу абалда болушса, жиптин термелүүсү алар аркылуу өтпөйт. Бул жасалган механикалык тажрыйба тактайдагы тешик жиптин «табигый» термелүүсүн поляризациялаганын көргөзөт.



50-сүрөт.

- ? 1. *Жарыктын туурасынан кеткен толкун экендигин кайсыл кубулуш далилдейт?*
2. *Поляризация кубулушун түшүндүргүлө.*
3. *Жарыктын поляризациясын механикалык тажрыйба аркылуу кандай түшүндүрүүгө болот?*

§ 36. Оптикалык кванттык генератор-лазер.

Анын негизги өзгөчөлүктөрү

Жылуулук, химиялык, электр энергияларын электр-магниттик талаанын энергиясына – лазер нурларына айландыруучу түзүлүш лазер деп аталат (лазер деген сөз «индуцирленген нурдануунун жардамы менен жарыкты күчөтүү» деген сөздөрдүн англис тилинде жазылышынын баш тамгаларынан бириктирилип алынган). Энергиянын мындай айлануусунда энергиянын белгилүү бөлүгү пайдасыз чыгымдылууга дуушар болот. Бирок ошондой болсо да, алынган лазердик энергия өтө жогорку сапатка ээ болуусу менен айырмаланат. Лазердик энергиянын сапаты анын жогорку концентрациялуулугу жана бир кыйла алыс аралыкка берилүү мүмкүндүгү менен аныкталат. Лазер нурун диаметри жарык толкунунун узундугуна барабар келген эң кичине аянтчага фокустап, азыркы мезгилдеги ядролук жарылуунун энергиясынан жогорку тыгыздыктагы энергияны алууга болот. Лазердик нурлануунун жардамы менен эң жогорку температураны, басымды, магниттик индукцияны алууга жетишүү мүмкүндүктөрү пайда болду.

А. Эйнштейн 1917-жылы атомдордун индуцирленген (аргасыз) нурлантуусунан жарыктын пайда болоорлугун алдын ала айткан. Индуцирленген нурдантуу деп дүүлүккөн атомдордун аларга түшкөн жарыктын таасири астында нурдантуусун түшүнөбүз. Мындай нурдантуунун эң жакшы өзгөчөлүгү болуп, индуцирленген нурдантуудан пайда болгон жарык толкуну, атомго түшкөн толкун жыштыгынан да, фазасынан да, поляризациясынан да айырмаланбайт.

Россиялык физиктер Н. Г. Басов, А. М. Прохоров жана алар менен байланышсыз америкалык физик Ч. Таунс тарабынан кванттык электроника боюнча фундаменталдуу илимий изилдөөлөрүнүн негизинде 1960-жылы биринчи жолу лазер алынган. Ошол эле жылы америкалык физик Т. Мейман оптикалык кванттык генераторду – рубиндик лазерди ойлоп таап, биринчи, жолу, когеренттик электр-магниттик нурдантууну алган. Мына ошол жылдардан баштап голография дүркүрөп өнүгө баштады жана зор практикалык мааниге ээ болду. Рубиндик лазер-

дин жардамы менен адамдын портрети биринчи жолу 1967-жылы тартылып алынган.

Жарыктын лазердик булактары жарыктын башка булактарына караганда бир катар басымдуу өзгөчөлүктөргө ээ:

– Ажыроо бурчу эң эле кичине болгон (10^{-5} рад га чамалаш) жарык шооласын лазерлерден алууга болот. Жерден Айга жиберилген мындай жарык шооласы диаметри 3 км болгон сүрөттөлүштү гана түшүрө алат.

– Лазердин жарыгы өтө эле жогорку монохроматиялуулугу менен айырмаланат. Кадимки жарык булактарында атомдор жарыкты бир-биринен көз карандысыз нурдантышса, лазерлерде атомдор жарыкты иреттүү нурдантышат. Ушуга байланыштуу толкундардын фазасы регулярдуу өзгөрүүдө болот.

– Лазерлер жарыктын эң кубаттуу булактары болуп эсептелишет. Айрым лазерлердин нурдантуусунун кубаттуулугу (спектрдин ичке интервалында, кыска убакыт ичинде) 10^{17} Вт/см² ка жетет. Ал эми Күндүн нурдантуу кубаттуулугу $7 \cdot 10^3$ Вт/см² гана барабар.

Лазерлердин иштөө принциби төмөнкүдөй. Кадимки шарттарда көпчүлүк атомдор төмөнкү энергетикалык абалда болушат. Ошого байланыштуу төмөнкү температураларда заттар жарык бербейт. Заттар аркылуу электр-магниттик толкундар өткөндө анын энергиясы жутулат. Толкундардын жутулган энергиясынын эсебинен атомдордун бир кыйласы дүүлүгүүгө дуушар болушат, б. а. жогорку энергетикалык абалга келишет. Бул учурда жарык агымынын 2- жана 1-денгээлдердеги энергияларынын айырмасына

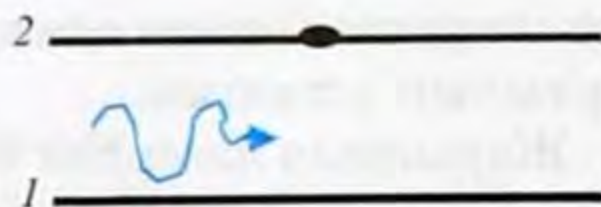
$$E_2 - E_1 = h\nu$$

барабар болгон энергия жутулат. 51-сүрөттө схема түрүндө дүүлүкпөгөн атом жана электр-магниттик толкун синусоиданын бөлүгү катары берилген. Электрон төмөнкү денгээлде турат (52-сүрөттө) энергияны жутуп, дүүлүккөн атом сүрөттөлгөн. Дүүлүккөн атом кагылушуу кезинде өзүнүн энергиясын жанындыгы атомдорго бериши же фотонду каалагандай багытка чыгарышы мүмкүн.

Эми чөйрөдөгү атомдордун бир кыйла бөлүгүн кандайдыр бир жол менен дүүлүктүрдүк дейли. Анда зат аркылуу өткөн электр-магниттик толкун начарлабастан, кайра тескерисинче индуцирленген нурдантуунун эсебинен күчөтүлүүгө дуушар болот. Анын таасири менен атомдор жыштыгы жана фазасы түшкөн толкундун жыштыгына жана фазасына туура келүүчү толкундарды нурдантуу менен иреттүү түрдө төмөнкү энергетикалык денгээлге өтүшөт. 53-сүрөттө болсо дүүлүккөн атом жана



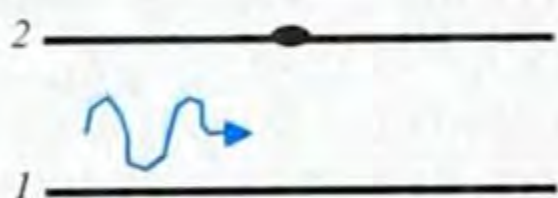
51-сүрөт.



52-сүрөт.

толкун сүрөттөлгөн, ал эми 54-сүрөттө атомдун негизги абалга өткөнү, толкундун күчөтүлгөндүгү схема түрүндө көргөзүлгөн.

Эки деңгээлдүү энергия лазердин иштеши үчүн жетишсиздик кылат. Лампанын жарыгы канчалык кубаттуу болбосун,



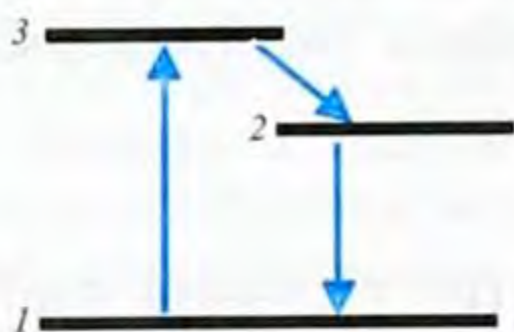
53-сүрөт.



54-сүрөт.

баары бир, дүүлүккөн атомдордун саны дүүлүкпөгөн атомдордун санынан ашык болбойт. Жарык бир эле убакытта атомдорду да дүүлүктүрөт, ошондой эле жогорку деңгээлден төмөнкүгө индуцирленген өтүүлөрдү пайда кылат.

Мындай абалдан чыгуу үч энергетикалык деңгээлди пайдалануу менен иш жүзүнө ашырылган. 55-сүрөттө үч энергетикалык деңгээл сүрөттөлгөн.



55-сүрөт.

Система 3-деңгээлде 10^{-8} с чамасында, аз эле убакыт жашай алат, андан кийин жарык чыгарбастан өзүнөн өзү 2-абалга өтөт (бул учурда энергия кристаллдык торчого берилет). 2-абалдагы «жашоо убактысы» 100 000 эсеге көптүк кылат, б. а. 10^{-3} с ка чамалаш убакытты түзөт.

Тышкы электр-магниттик толкундун таасири менен 2-абалдан 1-абалга өтүү нурдантуу менен жүрөт. Мындай процесс лазерлерде колдонулат.

- ? 1. Лазер жөнүндө түшүнүк бергиле.
 2. Лазер нурларынын өзгөчүлүктөрү кандай?
 3. Лазердин иштөө принцибин түшүндүргүлө.
 4. Үч энергетикалык деңгээл жөнүндө түшүнүк бергиле.

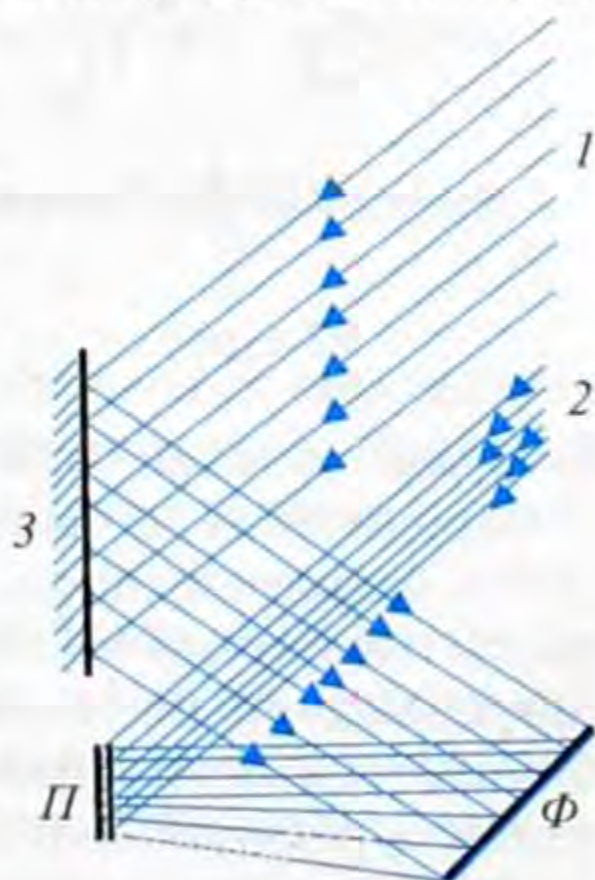
§ 37. Голография жөнүндө түшүнүк. Голограммаларды алуунун жолдору

Азыркы мезгилде лазерлер илимде жана техникада кенири колдонууларга ээ болууда. Лазерлердин жардамы менен объектилердин көлөмдүк сүрөттөлүшүн линзасыз алуу *голография* деп аталат (*голография* грек сөзүнөн алынган: «голос» – толук жана «графо» – жазам). Голография толкун фронтун калыбына келтирүү жолу менен оптикалык сүрөттөлүштү алууга негизделген. 1920-жылы Польшалык физик М. Вольфке (1883–1947) голографиялык ыкма менен сүрөттөлүштү алууну сунуштап, аны эксперименталдык жол менен текшерүүгө жетишкен. Андан кийин 1948-жылы англис физиги Д. Габор (1900–1979) объектилерди (нерселерди) голографиялык ыкма менен каттоону жана аны кайра калыбына келтирүүнү сунуштаган. Анын практика жүзүндө ишке ашырылышы лазер ойлоп табылгандан кийин гана мүмкүнчүлүккө ээ болду (Лейт, Упатниекс, 1962; АКШ). Ошентип, нерселердин көлөмдүк сүрөттөлүштөрүн алуунун өзгөчө ыкмасы табылып, колдонмо оптиканын жаңы багыты – голография ачылды. Голографияны ойлоп тапкандыгы үчүн Д. Габор 1971-жылы Нобель сыйлыгына татыктуу болгон.

Голография бул эки баскычтуу процесс. Биринчи этабында жарыктанган нерседен (предметтен) чыккан жана ал жөнүндөгү информацияны алып жүрүүчү жарык толкуну катталат. Бул этапта нерсенин голограмма деп аталуучу сүрөттөлүшү пайда болот. Голограмманын жардамы менен экинчи этапта нерсе (предмет) тарабынан чачыратылган толкун калыбына келтирилет жана оптикалык сүрөттөлүш алынат. Чачыраган толкундун амплитудасы жөнүндө гана информацияны камтыган кадимки фотографиядан айырмаланып, голограмма анын фазасы жөнүндө да кошумча маалыматты камтыйт. Бул болсо толкун талаасын толугу менен калыбына келтирүүгө жана ал боюнча предметтин (нерсенин) көлөмүн, ошондой эле түсүн толугу менен кошо камтыган сүрөттөлүштү алууга мүмкүндүк берет.

Голографиянын жөнөкөй жана көп колдонулуучу схемасында предметти жарыктандыруучу жарык булагы монохроматикалык жана когеренттүү болушу керек.

Голографиялык ыкманын негизги идеясы төмөнкүдөй: бир эле булактан

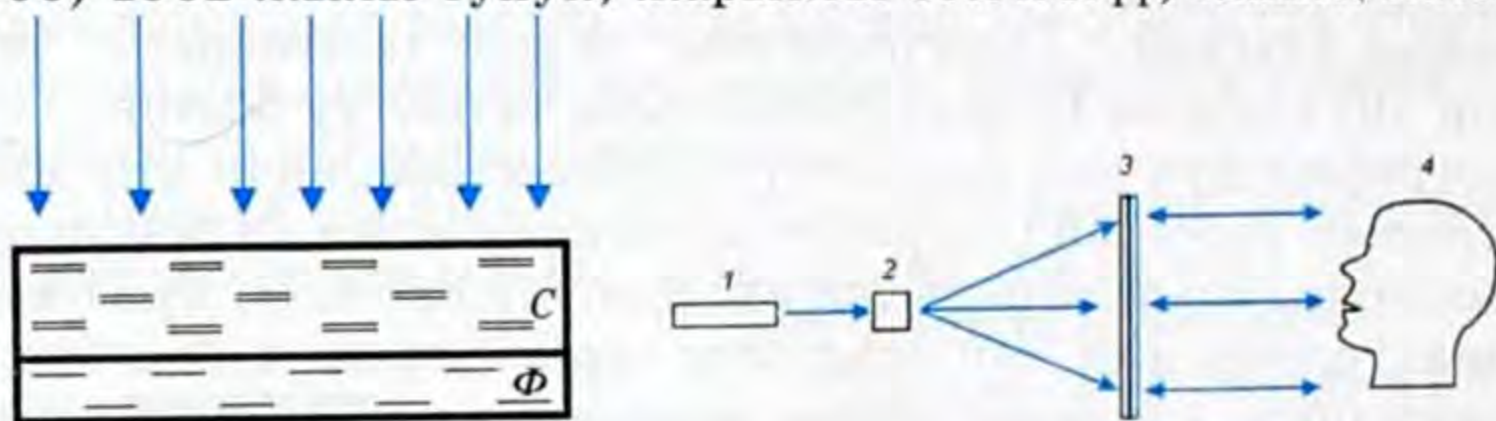


56-сүрөт.

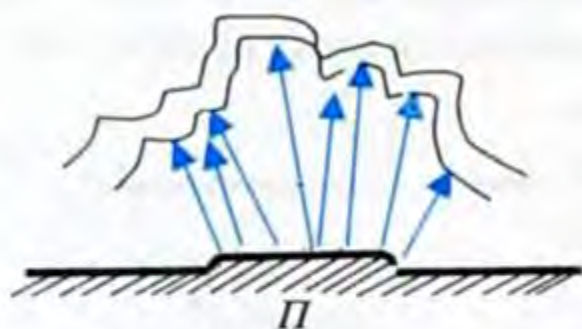
чыккан эки когеренттүү толкундар Φ фотопластинкасында интерференциялык сүрөттөлүштү берет; *таяныч* деп аталган 1 толкундары 3 күзгүсүнөн чагылгандан кийин Φ пластинкага келип түшөт, ал эми сигналдык деп аталуучу 2 толкундар Π предметинде чачырап, андан кийин Φ пластинкасына түшөт (56-сүрөт). Фотопластинкада пайда болгон интерференциялык сүрөттөлүш Π предметинин *голограммасы* деп аталат. Бул интерференциялык максимумдардын жана минимумдардын татаал биригүүлөрү – фотосезгич катмардын карара түшүүсү болуп эсептелет.

Эгер голограмма жазылган фотокатмар жука болсо, анда аны *эки өлчөмдүү* деп аташат. Эки өлчөмдүү голограмманын сүрөттөлүшүн алыш үчүн сымап лампасынын жарыгын пайдалануу керек. Анткени мындай учурда ыңгайлуу интерференциялык кубулуш пайда болот. Сүрөттөлүштү алыш үчүн позитивдик голограмманы дярдоонун зарылдыгы жок.

Эки өлчөмдүүдөн башка *үч өлчөмдүү* же *көлөмдүк* голограмманы алууга да болот. Россиялык физик Ю. Н. Денисюк (1927–2006) 1962-жылы тунук, жарыкты сезгичтүү, калың катмарлуу



58-сүрөт.



57-сүрөт.

эмульсиялуу (15–20 мкм ге чамалаш) пластинкаларда көлөмдүк голограммаларды алган. Үч өлчөмдүү голограмманы алуунун схемасы 57-сүрөттө көргөзүлгөн. Лазер булагынан чыккан жарыш агымдар C айнек пластинкасынан, калың катмарлуу Φ фотоэмульсиясынан өтүп Π предметине (буюмуна) түшөт.

Предметтен чачырагандан кийин нурлар кайра фотоэмульсияга багытталышып, түшүүчү агымдар (бул чиймеде бир эле убакытта таяныч агымдарынын милдетин аткаруучу) менен интерференциялык сүрөттөлүштү – туруучу толкундарды берет. Фотоэмульсиянын ичинде бир нече ондогон жалпак голограммадан тургандай болгон карарган жерлери пайда болот.

Предметтин сүрөттөлүшүн калыбына келтириш үчүн көлөмдүк голограмманы ак жарыктын чачыроочу нурлары менен

жарыктандыруу жетиштүүлүк кылат. Пайда болгон көп нурдуу интерференция, толкун узундуктары лазердин таяныч толкундарынын узундуктарына барабар толкундарды гана күчөтүүгө алып келет. Бул учурда калган сүрөттөлүштөрү калыбына келтирилбейт. Алар интерференциянын натыйжасында өчүрүлөт. Байкалуучу сүрөттөлүш лазер нурданткан түстүн өзүндөй болот, б. а. көлөмдүк голограммада аны жарыктанткан ак жарыктын монохроматизациясы жүрөт. Көлөмдүк голограмма көп түстүү да болот. Анда ак жарык менен жарыктандыруу предметтин сүрөттөлүшүн түстүү калыбына келтирүүгө алып келет.

Кайра чагылуучу голограмманын бир түрүнүн схемасы (Денисюк) 58-сүрөттө көргөзүлгөн. Мында 1-лазер, 2-микрообъектив, 3-фотопластинка, 4-предмет (объект).

Голография боюнча илимий изилдөө иштери 1980-жылдардан баштап Кыргыз Республикасында да ийгиликтүү жүргүзүлүүдө. Көлөмдүк голографияга негиз салуучулардын бири болгон Ю. Н. Денисюктун окуучусу А. А. Акаев, өзүнүн окуучулары менен «Голографиялык системаларды эсептөөнүн ыкмалары жана анын теориялык негиздерин түзүү» багыты боюнча бир кыйла илимий ачылыштарды жасады. Республикабызда азыркы кезде голография боюнча илимий изилдөө иштери, тажрыйбалуу илимпоз А. А. Жээнбековдун жетекчилиги менен Кыргыз-Россиялык Славян университетиндеги «Оптоэлектроника» лабораториясында улантылууда.

- ? 1. Голографияга жалпы түшүнүк бергиле.
2. Голографиялык ыкманын негизги идеясы кандай?
3. Көлөмдүк голограммага түшүнүк бергиле.
4. Голография Кыргыз Республикасында кандай өнүгүүдө?

§ 38. Голографиянын өзгөчөлүктөрү жана колдонулушу

Голография бир катар өзгөчөлүктөргө ээ. Аларга төмөнкүлөр кирет. Алынган сүрөттөлүштөр үч өлчөмдүү болушат. Ошондой эле чоң ылдамдыкта кыймылда болгон предметтердин голограммаларын да алууга болот.

Голограмманын каалагандай бөлүгү предмет жөнүндөгү толук информацияны өзүнө камтыйт. Предметтин сүрөттөлүшүн калыбына келтириш үчүн голограмманын каалагандай бөлүгү жарактуу, бирок ал бөлүгү канча кичине болгон сайын сүрөттөлүштүн дааналыгы жана көлөмдүүлүгү ошончо начарлай берет.

Бир эле фотопластинкага предметтерди ар кайсы жерге жайгаштыруу аркылуу катары менен бир нече голограмманы бекемдөөгө (фиксирлөөгө) болот. Андан кийин каалаган буюмдун сүрөттөлүшү калыбына келтириле бериши мүмкүн. Голография чон көлөмдүүлүгү жана жыйнактуулугу менен айырмаланат.

Ак-кара (черно-белый) фотопленкадан түстүү сүрөттөлүштү алууга болот. Бул учурда предмет ар кандай толкун узундуктагы жарыктын бир канча монохроматикалык булактары менен иреттүү жарыктандырылышы керек. Андан кийин мындай көп компоненттүү голограмма бир эле убакытта ушундай эле булактардан, ушул эле багыттагы таяныч нурлары менен жарыктандырылат. Мындай учурда бардык түстөрдүн мнимый (жалган) сүрөттөлүштөрү бир жерге топтолушуп, буюмдун түстүү сүрөттөлүшүн берет, ал эми чыныгы сүрөттөлүшү (ар кандай түстөрү) негизги сүрөттөлүш менен кесилишпестен башка жерлерге жайланышышат.

Голография оптиканын өз алдынча, өтө тездикте өнүгүп келе жаткан бөлүгү болуп эсептелет. Оптиканын бул тармагы техникада, искусстводо кеңири колдонуу мүмкүнчүлүктөрүнө ээ. Голографиянын келечекте өнүгүү мүмкүндүгү өтө зор. Буларга нерсенин үлгүсүн өтө тездикте аныктап билүү, көлөмдүк голографиялык кино жана телевидение, голографиялык микроскопия, акустикалык голография, жасалган буюмдардын сапатын текшерүү, деформацияларды анализдөө ж. б. кирет.

Акыркы мезгилдерде голографияны колдонуу мүмкүндүктөрү бир кыйла кеңейүүдө. Завод, фабрикалардан чыгарылган фирмалык товарлар жасалма товарлар менен толукталып, алардын сапаттары бузулууда. Мындай сапатсыз товарлардын чыгарылышына бөгөт коюууда голографиянын ролу чон. Мисалга ичимдиктерди алсак болот. Ичимдиктердин баардык түрүнө заводдон аксиздик марка чапталат. Аксиздик маркада жасалма жол менен жазууга мүмкүн болбогон голографиялык сүрөттөлүштөр түшүрүлгөн. Мындай аксиздик маркалар чай ж. б. товарларда да кенири колдонулууда.

Ал эмес, азыр айрым өтө маанилүү колдонууларга ээ болуучу документтер да голографиялык сүрөттөлүштөр менен чыгарылууда. Буга мисал катары паспортторду, айрым күбөлүктөрдү ж. б. документтерди атап кетсек жетиштүү болор.

- ? 1. Голографиянын кандай өзгөчөлүктөрү бар?
2. Голография оптикага кандай толуктоолорду киргизди?
3. Голография кандай колдонулуштарга ээ?

§ 39. Жарыктын кванттык касиеттери

Жарыктын кванттык касиеттери оптиканын *кванттык оптика* деп аталуучу бөлүмүндө каралат. Бул бөлүмдө жарыктын нурдануусунун дискреттүү мүнөздө экендиги жана анын заттар менен өз ара аракеттенүүсү изилденет.

Квант оптикасында жарык өзгөчө бөлүкчөлөрдүн – фотондордун агымы болуп эсептелет. Фотон тынч абалында массага ээ эмес ($m_0 = 0$), вакуумда жарык ылдамдыгына c барабар болгон ылдамдык менен кыймылда болот. Фотондун негизги мүнөздөмөлөрү болуп, анын энергиясы E , импульсу p жана массасы эсептелет:

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda_0}, \quad p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda_0}, \quad m = \frac{h\nu}{c^2}. \quad (39.1)$$

Мында ν – электромагниттик жарык толкунунун жыштыгы; λ_0 – вакуумдагы толкун узундугу; h – Планк турактуулугу. ν жыштыкка ээ болгон монохроматикалык жарыкта бардык фотондор бирдей энергияга, импульска жана массага ээ болушат.

Абсолюттук сынуу көрсөткүчү n болгон каалагандай заттарда фотондор вакуумдагы жарык ылдамдыгындай ылдамдыкта кыймылда болушат. Ал эми заттагы жарык толкунунун ылдамдыгы v , n эсеге кичинелик кылат: $v = c/n$. Электр-магниттик толкун фронтунун заттарда таралуу ылдамдыгы v менен фотондордун заттардагы ылдамдыгын адаштырууга болбойт. Фотондор заттарда бир бөлүкчөдөн (атомдордон, молекулалардан) экинчисине вакуумдагыдай кыймылдайт, бөлүкчөлөргө «урунуу» менен аларга жутулуп кетишет да кайрадан пайда болушат (фотондордун заттардагы мындай татаал кубулуштары элементардык физиканын көлөмүндө каралбайт).

Фотондун негизги касиеттерин мүнөздөөчү энергиясы, импульсу жана массасы (39.1) формулаларын карагыла электр-магниттик толкунду мүнөздөөчү жыштык же вакуумдагы толкун узундугу аркылуу туюунтулат. Мына ушуну менен жарыктын корпускулалык – толкундук *экилик* касиетке ээ экендиги ачык көрүнүп турат. Бир жагынан жарык интерференция, дифракция жана поляризация кубулуштарынан көрүнүп тургандай толкундук касиетке ээ болсо, экинчи жагынан жарык фотондордун агымы болуп эсептелет. Жыштык ν кичине мааниге ээ болгон учурда жарыкта толкундук касиет көбүрөөк рол ойносо, ν чоң болгон кезде жарыктын кванттык касиети көбүрөөк байкалат. Жарыктын кванттык жана толкундук касиеттери бири-бирин өз ара толуктап турушат. Жарыктын кванттык касиеттери электр-магниттик нурдануунун энергиясы, импульсу

жана массасы өзгөчө бөлүкчөлөрдө – фотондордо топтолгондунда.

- ? 1. Кванттык оптикада эмнелер каралат?
2. Фотондун негизги мүнөздөмөлөрү кайсылар?
3. Жарыктын корпускулярдык-толкундук экилик касиетке ээ экендигинин далили кайсы?

§ 40. Фотоэлектрдик эффект жана анын закондору

Жарыктын заттар менен өз ара аракеттенүүлөрүнүн негизинде фотондордун энергиясынын заттардын электрондоруна өткүзүлүшү *фотоэлектрдик эффект (фотоэффект)* деп аталат. Фотоэффект кубулушу 1887-жылы немец физиги Герц тарабынан ачылган. *Фотоэффект тышкы жана ички* болуп эки бөлүнөт. Тышкы фотоэффекте фотондордун жутулушу электрондордун заттардан сыртка учуп чыгышы менен жүрөт. Ички фотоэффект кезинде атомдордон, молекулалардан же иондордон бөлүнүп чыккан электрондор, заттардын ичинде эле калышат, бирок электрондордун энергиялары өзгөрүүгө дуушар болот. Газдарда фотоэффект *фотоионизация* кубулушун-жарыктын таасири менен газдын атомдорунан, молекулаларынан электрондордун бөлүнүүсүн туюнтат.

Фотоэффект кубулушу орустун улуу окумуштуусу А.Г. Столетов тарабынан 1888-жылы изилдене баштаган. Кыска толкундуу жарык менен нурдантилган металлдын бетинен электрондорду бөлүп чыгуу тажрыйбасы аркылуу тышкы фотоэффектти алууга болот. 59-сүрөттө А. Столетовдун тажрыйбасынын схемасы берилген. А аноду-жука металл торчосу-электр жаасын чыккан жарык менен жарыктандырылат.

Жарык агымы K катодуна-тутап цинк пластинкасы келип түшөт. Чынжырга туташтырылган гальванометр G тун пайда болгонун көргөзөт. Демек, цинк пластинкасынан электрондор бөлүнүп чыгышып, электр чынжыры туюкталат болот.

Тышкы фотоэффект кезинде заттын бетинен учуп чыккан электрондор *фотоэлектрондор* деп аталышат. Анод менен катоддун ортолорундагы электр талаасынын таасири менен ылдамданууга ээ болгон фотоэлектрондор фотоэлектрдик токту (фототогун) түзүшөт (59-сүрөт).

Тышкы фотоэффект төмөндөгүдөй закондорго ээ:

1. Фотоэлектрондордун баштапкы максимум $v_{\text{макс}}$ ылдамдыгы жарыктын жыштыгынан жана металлдын бетинин касиет

трондун кинетикалык энергиясы анын металлдан бөлүнүүсүн камсыз кылгандай жетишерлик чоң мааниге ээ болуусу зарыл. Фотон металлга жутулганда фотондун энергиясы $h\nu$ электронго толугу менен берилиши мүмкүн. Эгер $h\nu \geq A$ болсо, анда электрон чыгуу жумушун аткара алат да, металлдан бөлүнүп чыгат. Фотоэффект үчүн Эйнштейндин теңдемеси бул процесс үчүн энергиянын сакталуу законун туюнтат. Бул законду пайдаланып металлдан учуп чыккан электрондун эң эле чоң кинетикалык энергиясын табууга болот:

$$\frac{mv_{\text{макс}}^2}{2} = h\nu - A, \quad \text{же} \quad h\nu = A + \frac{mv_{\text{макс}}^2}{2} \quad (41.1)$$

Эйнштейндин теңдемеси (41.1) тышкы фотоэффектинин § 40 та берилген бардык эксперименталдык закондорун түшүндүрө алат. Мисалга алсак, электрондун баштапкы максималдуу ылдамдыгы $v_{\text{макс}}$ жарыктын жыштыгынан ν жана чыгуу жумушунан A гана көз каранды.

$h\nu_{\text{мин}} \geq A$ шарты орун алган учурда гана тышкы фотоэффекттин болушу мүмкүн. Фотоэффектинин кызыл чеги $\nu_{\text{мин}} = A/h$ же $\lambda_{\text{макс}} = ch/A$ электрондун чыгуу жумушунун чондугунан гана, б. а. металлдын химиялык жаратылышынан жана анын бетинин абалынан көз каранды. Ал эми бирдик убакыт ичинде катоддон учуп чыккан фотоэлектрондордун жалпы саны n , ушул эле убакыт ичинде катоддун бетине түшкөн фотондордун санына $n_{\text{ф}}$ түз пропорционалдуу. Ошондой эле монохроматикалык жарык менен бир калыпта жарыктануучу катоддун бетине түшкөн фотондордун саны $n_{\text{ф}}$ жарыктанууга түз пропорциялаш.

- ? 1. Эйнштейндин теңдемесин түшүндүргүлө.
 2. Электрондун максималдуу ылдамдыгы кайсыл чоңдуктардан көз каранды болот?
 3. Кандай шартта тышкы фотоэффект болушу мүмкүн?
 4. Фотоэффектинин кызыл чеги эмнеден көз каранды?

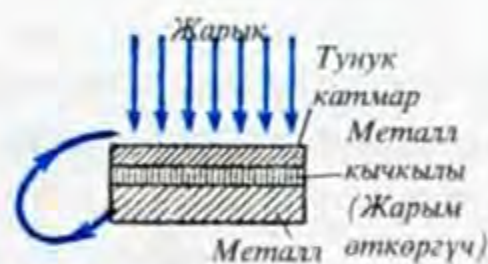
§ 42. Фотоэлементтер

Фотоэффект кубулушуна негизделип жасалган прибордун иштеши *фотоэлемент* деп аталат. Фотоэлемент тышкы фотоэффектке да, ички фотоэффектке да негизделип жасалат. Тышкы фотоэффектке негизделген фотоэлементтин схемасы 60-сүрөттө берилген. Айнек баллонунун ички бетинин көпчүлүк бөлүгү жарыкты сезгич катмар зат менен капталган. Бул катмар катоддун K милдетин аткарат. V жылчыкчасы аркылуу баллонго жарык кирет. Эгер ультракызгылт-көк нурлар колдонулса бул

жылчыкча кварцтан жасалат. Аноддун *A* милдетин иймек түрүндө жасалган зым аткарат. Анод *B* батареясынын он уюлу менен, ал эми жарык сезгич катмар терс уюлу менен *G* гальванометри аркылуу туташтырылат. Адатта баллондон аба сордурулуп ташталат же инерттик газ, мисалы, неон же аргон толтурулат. Катодду жарыктандырган жарык булагынын спектрдик курамында фотоэффекттин кызыл чегинин шартын канагаттандыруучу ($\nu_{\text{мин}} = A/h$) толкун жыштыгы болсо, чынжырда ток пайда болот. Фотоэлементти даярдоодо бардык эле металлдар бирдей



60-сүрөт.



61-сүрөт.

денгээлде жарай бербейт. Цинк, жез, темир, платина, никель, вольфрам сыяктуу металлдар ультракызгылт-көк нурларды гана сезе алышат. Бул металлдар көзгө көрүнгөн нурлардын таасири менен өздөрүнөн электрондорду чыгарышпайт.

Ал эми натрий, калий, рубидий, цезий сыяктуу металлдарда көзгө көрүнгөн нурлардын таасири менен эле фотоэффект кубулушу пайда болот. Ушуга байланыштуу мындай металлдар иш жүзүндө, фотокатоддорду жасоодо колдонулат.

Ички фотоэффектке жарым өткөргүчтөрдү колдонуу электрондордун пайда болуусун шарттап, фотоөткөрүмдүүлүккө алып келет. Фотокаршылыктуу деп аталуучу приборлордун түзүлүшү ушул фотоөткөрүмдүүлүк кубулушуна негизделип жасалат.

Фотокаршылыктын эң жөнөкөй түрү болуп бети жарым өткөргүч менен жука катмарда капталган изолятор пластинкасы эсептелет. Пластинка жарыктандырылган кезде фотоөткөрүмдүүлүк пайда болуп, фотокаршылыктан турган чынжырда ток жүрө баштайт. Мындай фотокаршылык кинодогу үндү пайда кылууда, сигнализацияларды иштетүүдө ж.б. колдонулат.

Жарым өткөргүч колдонулуп жасалган фотоэлемент 61-сүрөттө берилген. Бири металлдан, экинчиси ал металлдын кычкылынан (жарым өткөргүчтөн) жасалган эки пластинка бири бири менен беттештирилип, үстүнкү бети жука металл менен капталган. Металл менен жарым өткөргүчтүн ортолорунда бир жактуу электр өткөрүмдүүлүгү пайда болот – электрондор жарым өткөргүчтөн металлды карай гана өтөт. Бул багытта кыймылда

болуучу электрондордун агымы жарыктын таасири менен гана пайда болот. Мындай вентилдүү фотоэлемент жарык толкунунун энергиясын түздөн түз электр тогунун энергиясына айландырат. Космос кемелеринде колдонулуучу күн батареяларынын иштеши ушул принципке негизделип жасалган. Ички фотоэффектке негизделип жарым өткөргүчтөрдү колдонуу менен жасалган фотоэлементтер мындан да кеңири колдонууларга ээ.

Бардык түрдөгү фотоэлементтер техникада кеңири колдонулууда. Сүрөттөлүштөрдү зым аркылуу берүү (фототелеграфия), телевидениедеги, автоматикадагы жана телемеханикадагы бир катар маселелер фотоэлементтердин колдонулушу аркылуу гана чечилген.

1. *Фотоэлемент жөнүндө түшүнүк бергиле.*
2. *Тышкы фотоэффектиге негизделген фотоэлементтин 60-сүрөттө берилген иштөө принцибин түшүндүргүлө.*
3. *Жарым өткөргүч колдонулуп жасалган фотоэлементти түшүндүргүлө:*

§ 43. Фотосинтез. Жарыктын химиялык аракеттери

Нурдануунун таасири менен өтүүчү химиялык процесстер жаратылышта, илимде жана техникада зор мааниге ээ. Жаратылышта болуп өтүүчү эң маанилүү фотохимиялык процесстердин бири – *фотосинтез* – жарыктын таасири менен өсүмдүктөрдүн абадан көмүр кычкылтегин кабыл алуусу. Өсүмдүктөрдүн жалбырактары хлорофилдин (өсүмдүктөрдүн жалбырактарын жана башка органдарын жашыл түскө келтире турган зат) жардамы менен жарыктын таасири астында көмүр кычкыл газын CO_2 кабыл алып, өзүнөн кычкылтекти (кислородду) бөлүп чыгарат. Бул реакция жаратылышта көмүртегинин (углероддун) айлануусун камсыз кылат. Анткени жаныбарлар дем алуу мезгилинде кычкылтекти жутуп, көмүр кычкыл газын бөлүп чыгарышат. Ал эми өсүмдүктөрдө жарыктын таасири менен тескери процесс жүрөт.

Органикалык эмес заттардын биригүүсү менен органикалык татаал заттар, мисалы: белоктор, майлар, углеводдор, жана витаминдер алынат. Бул кубулуш дагы фотосинтездин бир түрү болуп эсептелет. Фотосинтездин энергетикалык жагын түшүндүрүүдөгү зор эмгек орус окумуштуусу К.А. Тимирязевге (1843–1920) таандык.

Молекулалардын каалагандай өзгөрүүлөрү химиялык процесс болуп эсептелет. Жарыктын таасири менен молекула-

лар ажырагандан кийин бир кыйла химиялык айлануулар жүрөт. Жарыктын химиялык аракеттеринин бири катары күндүн жарыгынын таасири менен ар кандай кездемелердин боёгунун оңуп кетишин алсак болот. Муну ультракызгылт-көк нурлардын таасири астында боёлгон заттын кычкылдануусу менен түшүндүрө алабыз. Ошондой эле жарыктын таасири менен суутегинин перекиси суу менен кычкылтекке ажырайт, хлор кошулмасы суутегине биригип, чоң энергияга ээ болуу менен жарылууну пайда кылат. Дененин күнгө күйүп кетиши да жарыктын химиялык аракети болуп эсептелет.

Фотография. Нурдануунун химиялык аракети фотография процессин иш жүзүнө ашырууга мүмкүндүк берет. Мында фотопластинканын жана пленканын жарык сезгич катмарында жарыктын таасири менен реакциялар пайда болот, б. а. пленканын бетиндеги бромдуу күмүшкө түшкөн жарыктануу, таза күмүштүн эң майда бөлүкчөлөрүн (күнүрт каралжын түстү) пайда кылат. Пайда болгон күмүш бөлүкчөлөрүнүн саны фотопластинканын (пленканын) жарыктануусунун убактысынан жана интенсивдүүлүгүнөн көз каранды. Пластинканын жарык көбүрөөк түшкөн жерлеринде таза күмүш бөлүкчөлөрү ошончолук көбүрөөк пайда болуп, пластинкада фотографияланган буюмдун көзгө көрүнбөгөн сүрөттөлүшү жаралат. Фотопластинканын жана пленканын фотосезгич катмарында болгон бул фотохимиялык реакция *фотографиянын* негизи болуп эсептелет.

Фотопластинкадагы (пленкадагы) сүрөттөлүштөрдү көзгө көрүнгүдөй кылуу үчүн аны атайын эритмеге (проявителге) салуу керек. Анда фотопластинканын жарык көбүрөөк тийген жерлерине караганда азыраак тийген жерлери көбүрөөк карарат (негатив). Пластинканын жарыктанбаган жерлери өзгөрүүсүз калат – ал жерде бромдуу күмүш топтолот. Алынган жарыктын таасири менен өзгөрбөш үчүн, аны *негативдик сүрөттөлүш* фиксажга (гипосульфитке) салуу менен бекемдөө керек болот. Бул учурда проявитель аркылуу калыбына келбеген бромдуу күмүш эрип кетет. Таза сууга жууп кургаткандан кийин негативди сактап коюуга, ошондой эле ар кандай максатта колдонууга болот.

Негативден *позитивдүү сүрөттөлүштү* алыш үчүн негативди жарык сезгич катмарлуу фотокагазга проекциялоо керек. Проявкалоодон кийин ал фотокагазда негативдин тескери сүрөттөлүшү – *позитиви* пайда болот. Анда фотографияланган нерсе кандай болсо, так ошондой сүрөттөлүш келип чыгат, б. а. ак жерлери ак, кара жерлери кара боюнча калат. Биз пайда-

ланып жүргөн фотосүрөттөр ушундай жол менен иш жүзүнө ашырылат.

1. Фотосинтез кандай процесс?
2. Жарыктын химиялык аракеттери кандай?
3. Фотографиянын негизин кандай реакция түзөт?
4. Буюмдун сүрөттөлүшү кандай процесстерден кийин алынат?

§ 44. Жарыктын басымы. Лебедевдин тажрыйбасы

Жарыктын басым жасарлыгы XIX кылымдын 70-жылдарында Максвелл тарабынан теория жүзүндө негизделгендиги айтылган. Ал мындай жыйынтыкка өзү иштеп чыккан жарыктын электр-магниттик теориясынын негизинде келген. Суунун бетиндеги толкун, ошондой эле өзүнүн таралуу жолундагы тоскоолдукка келип тийген үн толкуну сыяктуу басым жасарлыгы белгилүү болгон. Демек, бул касиет бардык толкундук процеске тиешелүү. Максвеллдин теориясына ылайык жарык электр-магниттик толкун болгондуктан жарык да басым жасоого тийиш.

Жарыктын басым жасашынын тажрыйба жүзүндө далилдениши өтө чоң мааниге ээ болгон. Анткени билим практика жүзүндө далилдөөгө ээ болгон учурда гана илимий баага жетише алат.

Бул татаал маселени чечүүнүн үстүндө 30 жыл бою ар кайсы өлкөнүн окумуштуулары эмгектенип келишкен. Француз физиги О. Френель, англиялык физик У. Крукс да бул маселе боюнча иштешкен, бирок ийгиликке жетише алышкан эмес. Орустун улуу физиги П. Н. Лебедев гана мындай татаал маселени чечүүгө жетишкен. Ал 1899-жылы жарыктын катуу нерселерге жасаган басымын, ал эми 1909-жылы газдарга жасаган басымын чебер жасалган жана татаал тажрыйбалардын негизинде далилдеген. Жарык басымы эң эле кичине болгондуктан жасалган тажрыйбалар өтө жогорку чеберчиликти талап кылган.

Жасалган тажрыйбалардын негизинде Лебедев төмөндөгүдөй жыйынтыкка келген:

1. Түшүүчү жарык тобу жутуучу бетке да, ошондой эле чагылдыруучу бетке да басым жасайт.

2. Жарык басымы бирдик убакыт ичинде бирдик аянтка түшүүчү жарык энергиясына түз пропорциялаш.

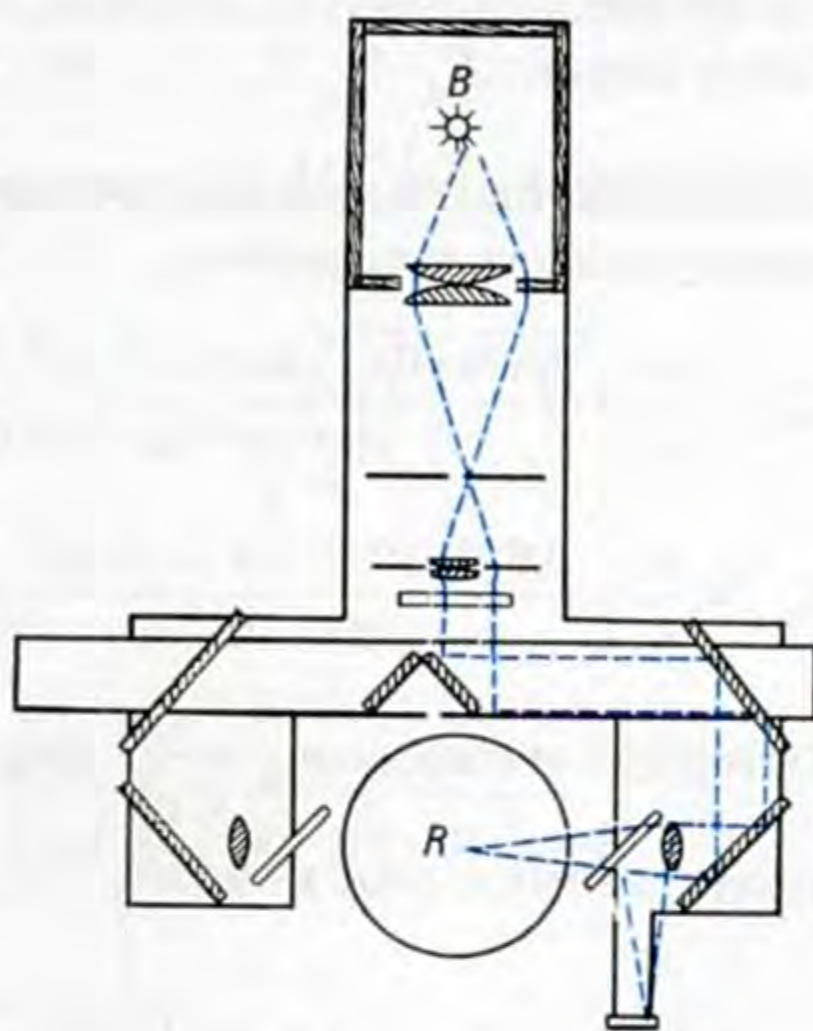
Жарыктын катуу нерсеге жасаган басымын аныктоодо Лебедев колдонгон түзүлүштүн схемасы 62-сүрөттө берилген. В булагынан чыккан жарык бүтүндөй бир линза жана күзгүлөр сис-

Лебедев Петр Николаевич (1866–1912) – орус физик-экспериментатору, 1895-ж. узундугу 6 жана 4 мм болгон электр-магниттик толкундарды генерациялоо жана кабыл алуучу түзүлүштөрдүн комплексин биринчилерден болуп түзгөн. Жарыктын катуу нерселерге басым жасарлыгын 1899-жылы, ал эми газга басым жасарлыгын 1907-жылы эксперимент жүзүндө далилдеген. Жарыктын басымы боюнча жасаган тажрыйбалары Лебедевге дүйнөлүк даңк алып келген. Англиялык белгилүү физик У. Томсон «Мен өмүр бою Максвеллдин жарык басымын кабыл албай аны менен кармашып келдим эле, эми Лебедевдин тажрыйбалары мени багынууга аргасыз кылды...» деген.



темасынан өтүп, ичинен абасы сордурулуп чыгарылган айнек баллондун ичинде ичке жипке илинип коюлган тегеренүүчү таразанын жеңил R дискасына келип түшкөн. Жарыктын тобунун таасири астында тегеренүүчү таразанын бурулуу бурчунун чоңдугу аркылуу жарыктын басымынын чоңдугу аныкталган.

Жарык басымы боюнча Лебедев жүргүзгөн тажрыйбалар зор илимий мааниге ээ болгон. Анын негизинде Максвеллдин электр-магниттик теориясынын тууралыгы толугу менен далилденди. Жарык (фотондор) массага ээ болгондугуна байланыштуу нурдануу учуру үчүн масса менен энергиянын бирдиктүүлүк жана ажырагыстык катышы орун алышы керек. Бул жыйынтык кийинчерээк Эйнштейн тарабынан ырасталган ($E = mc^2$).



62-сүрөт.

1. Жарыктын басым жасарлыгы жөнүндө качан, ким тарабынан жана кандай теориянын негизинде айтылган?
2. Жарыктын басым жасарлыгы ким тарабынан жана кандай тажрыйбанын негизинде далилденген?
3. Лебедев тажрыйбалардын негизинде кандай жыйынтыктарга келген?

Маселелер:

1. Күндөн чыккан жарык нуру Жерге канча убакытта жетет? Жер орбитасынын радиусу $R \approx 1,5 \cdot 10^{11}$ м.

Берилди: $R \approx 1,5 \cdot 10^{11}$ м.

Табуу керек: t -?

Чыгарылышы: Жарык нурунун өткөн аралыгы Жер орбитасынын радиусуна барабар $R = t \cdot c$, мындан $t = \frac{R}{c}$ ($c = 3 \cdot 10^8$ м/с - жарык ылдамдыгы).

$$t = \frac{1,5 \cdot 10^{11} \text{ м}}{3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}} = 0,5 \cdot 10^3 \text{ с} = 8,3 \text{ мин.}$$

2. Спектрдин көзгө көрүнгөн бөлүгүндөгү эн узун ($\lambda_1 = 760 \cdot 10^{-9}$ м) жана эн кыска ($\lambda_2 = 400 \cdot 10^{-9}$ м) толкун узундуктарына туура келүүчү фотондордун энергиясын, массасын жана импульсун аныктагыла.

Берилди: $\lambda_1 = 760 \cdot 10^{-9}$ м, $\lambda_2 = 400 \cdot 10^{-9}$ м; $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с.

Табуу керек: E_1 -?, E_2 -?, m_1 -?, m_2 -?, p_1 -?, p_2 -?

Чыгарылышы: Фотондордун энергиясы $E_\phi = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$ барабардыгы менен аныкталат, демек,

$$E_{\phi_1} = \frac{hc}{\lambda_1} = \frac{6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} \cdot 3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}}{760 \cdot 10^{-9} \text{ м}} \approx 0,026 \cdot 10^{-17} \text{ Дж} = 2,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж.}$$

$$E_{\phi_2} = \frac{hc}{\lambda_2} = \frac{6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} \cdot 3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}}{400 \cdot 10^{-9} \text{ м}} = 0,0496 \cdot 10^{-17} \text{ Дж} \approx 5 \cdot 10^{-19} \text{ Дж.}$$

Фотондун массасы $m_\phi = \frac{E_\phi}{c^2}$ формуласы аркылуу аныкталат. Тиешелүү маанилерин койсок

$$m_{\phi_1} = \frac{E_{\phi_1}}{c^2} = \frac{2,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}}{9 \cdot 10^{16} \frac{\text{м}^2}{\text{с}^2}} = \frac{2,6 \cdot 10^{-19} \frac{\text{м}^2 \text{ кг}}{\text{с}^2}}{9 \cdot 10^{16} \frac{\text{м}^2}{\text{с}^2}} \approx 0,29 \cdot 10^{-35} \text{ кг};$$

$$m_{\phi_2} = \frac{E_{\phi_2}}{c^2} = \frac{5 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}}{9 \cdot 10^{16} \frac{\text{м}^2}{\text{с}^2}} \approx 0,55 \cdot 10^{-35} \text{ кг};$$

Фотондун импульсу $p_{\phi} = m_{\phi}c$ барабардыгы менен эсептелет:

$$p_{\phi_1} = m_{\phi_1} \cdot c = 0,29 \cdot 10^{-35} \text{ кг} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ м/с} \approx 0,87 \cdot 10^{-27} \text{ Н} \cdot \text{с}; \left(1 \text{ Н} = 1 \frac{\text{М} \cdot \text{кг}}{\text{с}^2}\right)$$

$$p_{\phi_2} = m_{\phi_2} \cdot c = 0,55 \cdot 10^{-35} \text{ кг} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ м/с} \approx 1,65 \cdot 10^{-27} \text{ Н} \cdot \text{с}.$$

3. Күмүш буюмдун бети толкун узундугу $\lambda = 1500 \text{ \AA}$ болгон жарык менен жарыктандырылат. Эгер фотоэффектини пайда кылуучу жарыктын максимум толкун узундугу $\lambda_0 = 2600 \text{ \AA}$ болсо, анда бөлүнүп чыккан электрондордун ылдамдыгы эмнеге барабар?

Берилди: $\lambda = 1500 \text{ \AA} = 15 \cdot 10^{-8} \text{ м}$; $\lambda_0 = 2600 \text{ \AA} = 26 \cdot 10^{-8} \text{ м}$.

Табуу керек: $v_3 - ?$

Чыгарылышы: Фотоэлектрондордун ылдамдыгы Эйнштейндин теңдемесинен

$$h\nu = A + \frac{m_3 v_3^2}{2}$$

аныкталат. Мында $A = h\nu_0 = \frac{hc}{\lambda_0}$ – металлдын бетинен электрондун

чыгуу жумушу; $\nu = \frac{c}{\lambda}$; $\nu_0 = \frac{c}{\lambda_0}$ $m_3 = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$ электрондун массасы.

$$\text{Демек, } h \frac{c}{\lambda} = h \frac{c}{\lambda_0} + \frac{m_3 v_3^2}{2}, \text{ мындан } v_3 = \sqrt{\frac{2hc}{m_3} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right)}.$$

Сан маанилерин коюп эсептөө

$$v = \left[\frac{2 \cdot 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ м/с} \left(\frac{1}{15 \cdot 10^{-8} \text{ м}} - \frac{1}{26 \cdot 10^{-8} \text{ м}} \right)}{9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}} \right]^{1/2} =$$

$$= \sqrt{0,123 \cdot 10^{13} \frac{\text{М}^2}{\text{с}^2}} \approx 1,1 \cdot 10^6 \frac{\text{М}}{\text{с}} \text{ берет.}$$

4. Суутектин спектринин вакуумда өлчөнгөн бир сызыгынын толкун узундугу $0,656 \text{ мкм}$ барабар. Бул сызыктын салыштырмалуу диалектрдик өткөргүчтүгү 4 жана салыштырмалуу магниттик өткөргүчтүгү 1 болгон диалектриктеги толкун узундугун аныктагыла.

Берилди: $\lambda_0 = 0,656 \text{ мкм} = 0,656 \cdot 10^{-6} \text{ м}$; $\epsilon = 4$; $\mu = 1$.

Табуу керек: $\lambda - ?$

Чыгарылышы: Жарыктын таралышы толкундук процесс болуп эсептелет. Ал эми толкундун таралышы

$$\frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon \mu}, \quad (\text{a})$$

барабардыгын канааттандырат. Мындагы c – жарыктын вакуумда таралуу ылдамдыгы; v – жарыктын салыштырмалуу диалектр-дик өткөргүчтүгү ϵ жана салыштырмалуу магниттик өткөргүчтүгү μ болгон чөйрөдөгү ылдамдыгы.

Толкун узундугу λ термелүү мезгили T менен $\lambda_0 = cT$ байланышта болот. Мындан вакуумда таралган жарык үчүн $\lambda = cT$ жана чөйрөдө тараган жарык үчүн $\lambda = vT$ жаза алабыз. Бул эки барабардыктан

$$T = \frac{\lambda_0}{c} = \frac{\lambda}{v} \quad \text{же} \quad \lambda = \lambda_0 \frac{v}{c}.$$

(a) барабардыгын эске алуу менен төмөнкү жыйынтыкка ээ болобуз:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon \mu}} = \frac{0,656 \cdot 10^{-6} \text{ м}}{\sqrt{4 \cdot 1}} = 0,328 \cdot 10^{-6} \text{ м}$$

5. Толкун узундугу 1 км болгон электр-магниттик нурлануунун квант энергиясын аныктагыла.

Берилди: $\lambda = 1 \text{ мкм} = 10^{-6} \text{ м}$; $h = 6,67 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$; $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$.

Табуу керек: $E - ?$

Чыгарылышы: $E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$. Мындагы – Планк турактуулугу; c –

жарык ылдамдыгы; λ – толкун узундугу; ν – термелүү жыштыгы. Сан маанилерин кою менен төмөнкүнү алабыз:

$$E = \frac{6,67 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}}{10^{-6} \text{ м}} = 2 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}.$$

Көнүгүүлөр:

1. Жарык нурунун бир жыл ичинде өткөн аралыгын эсептегиле.

Жообу: $l = 9,5 \cdot 10^{15} \text{ м} = 1 \text{ жарык жылы}$.

2. Рентген нурлары $6 \cdot 10^{16} - 7,5 \cdot 10^{19} \text{ Гц}$ ке чейинки жыштыктарга ээ. Бул нурлардын толкун узундуктарын ангстремум менен эсептегиле.

Жообу: $\lambda_1 = 50 \text{ \AA}$; $\lambda_2 = 0,04 \text{ \AA}$

3. Суутектин нур чыгаруу спектринин ичинде жыштыгы $\nu = 4,57 \cdot 10^{14}$ Гц болгон сызык бар. Суутек атомунун жарык чыгаруудагы бул спектралдык сызыкка туура келүүчү энергиянын өзгөрүүсүн аныктагыла.

$$\text{Жообу: } \Delta E = E_n - E_m \approx 3,03 \cdot 10^{-19} \text{ Дж.}$$

4. Массасы электрондун тынч абалындагы массасына чейин жетиш үчүн фотон кандай энергияга ээ болушу керек?

$$\text{Жообу: } E \approx 82 \cdot 10^{-15} \text{ Дж.}$$

5. Цезий толкун узундугу $\lambda = 0,589 \cdot 10^{-6}$ м болгон сары монохроматикалык жарык менен жарыктандырылат. Электрондун чыгуу жумушу $A = 1,7 \cdot 10^{-19}$ Дж. Цезийден учуп чыгуучу фотоэлектрондордун кинетикалык энергиясын аныктагыла.

$$\text{Жообу: } E_k \approx 1,8 \cdot 10^{-19} \text{ Дж.}$$

6. Калийди толкун узундугу $\lambda = 4200 \text{ \AA}$ болгон кызгылт-көк (фиолеттик) жарык менен жарыктандыргандагы фотоэлектрондордун ылдамдыгын аныктагыла. Калийдин бетинен электрондордун чыгуу жумушу $A = 1,92 \text{ эВ}$.¹⁾

$$\text{Жообу: } v \approx 6 \cdot 10^5 \text{ м/с.}$$

¹ Ортолорундагы потенциалдардын айырмасы 1 вольт болгон бир чекиттен экинчи чекитке электронду жылдырууга кеткен электр талаасынын жумушу электронвольт (эВ) деп аталат.

$1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \cdot 1 \text{ в} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж.}$

САЛЫШТЫРМАЛУУЛУК ТЕОРИЯСЫНЫН ЭЛЕМЕНТТЕРИ

7-ГЛАВА

САЛЫШТЫРМАЛУУЛУК ПРИНЦИБИ

§ 45. Эйнштейндин салыштырмалуулук принциби. Жарык ылдамдыгынын турактуулугу

Жыйырманчы кылымдын башталышында белгилүү физик Альберт Эйнштейн тарабынан түзүлгөн салыштырмалуулук теориясы төмөнкү эки постулатка негизделген: салыштырмалуулук принциби жана жарык ылдамдыгынын турактуулук принциби.

Салыштырмалуулук принциби боюнча жаратылыштын закондору (механиканын закондору гана эмес) бардык инерциялык эсептөө системаларында бирдей болушат.

Экинчи постулат боюнча жарыктын вакуумдагы ылдамдыгы бардык инерциалдык эсептөө системаларында бирдей. Мындан жарыктын «тигил жакка» андан кайра «бери жакка» болгон ылдамдыктары бирдей болорлугу, жарык ылдамдыгы жарык булагынан жана өлчөөчү куралдардын кыймылдарынан көз каранды эместиги келип чыгат.

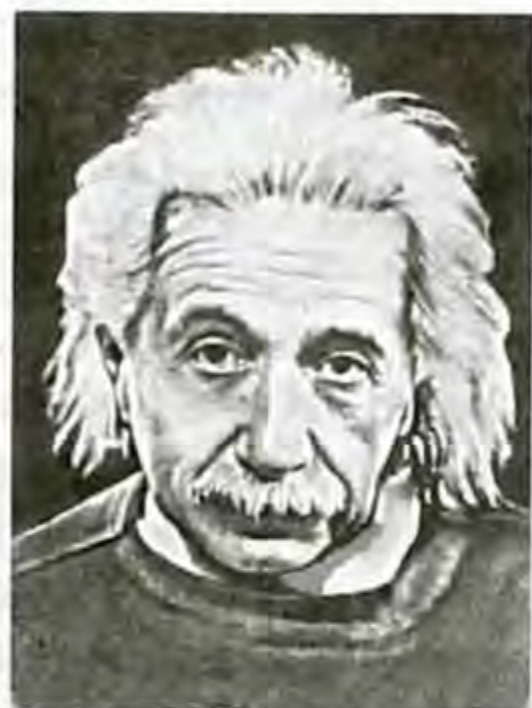
Жаратылышта болуучу физикалык процесстерди окуп изилдөө үчүн эсептөө системасын алуу зарыл. Бөлүкчөнүн мейкиндиктеги абалын көрсөтүүчү координаталар системасы убакытты аныктоочу саат менен бирдикте *эсептөө системасы* деп аталат.

Нерселердин эркин кыймылы, б. а. нерселердин тышкы күчтүн таасирисиз болгон түз сызыктуу кыймылы турактуу ылдамдыкта болуучу эсептөө системалары болот. Мындай эсептөө системалары **инерциялык** деп аталат.

Эгер эки эсептөө системасы бири-бирине карата түз сызыктуу жана бир калыпта кыймылда болушуп, алардын бири инерциялык болсо, анда экинчиси да инерциялык болот. Ошентип, бири-бирине карата бир калыпта жана түз сызыктуу кыймылдагы каалагандай инерциялык эсептөө системаларынын болушу мүмкүн.

Жүргүзүлгөн тажрыйбалар салыштырмалуулук принцибинин тууралыгын көргөзөт. Ал принцип боюнча жаратылыштын бардык закондору инерциялык эсептөө системаларында бирдей бо-

Эйнштейн Альберт (1879–1955) – XX кылымдын улуу физиги. Мейкиндик жана убакыт жөнүндөгү жаны түшүнүктү – салыштырмалуулуктун атайын теориясын түзгөн. Бул теорияны инерциалык эмес эсептөө системасы үчүн жалпылоо аркылуу салыштырмалуулуктун жалпы теориясын – гравитациялык талаанын салыштырмалуулук теориясына негизделген теориясын түзгөн. Эйнштейн жарык бөлүкчөлөрү – фотондор жөнүндө биринчи түшүнүктү киргизген. Масса менен энергиянын ортосундагы өз ара байланыш законун ачкан. Физика-математикалык маанилүү изилдөөлөрү, өзгөчө фотоэлектрдик эффект закондорун ачкандыгы үчүн Нобель сыйлыгына татыктуу болгон.



лот. Башкача айтканда жаратылыштын закондорун туюнтуучу теңдемелер, координаттар менен убакытты бир инерциалык системадан экинчисине өзгөртүп түзүүдө инварианттуулукту сактайт. Бул болсо ар кандай инерциалык эсептөө системаларынын координаттары жана убактысы менен туюнтулган жаратылыштын законунун теңдемеси бир эле формага ээ болот дегенди билдирет.

Салыштырмалуулук принцибинен бөлүкчөлөрдүн өз ара аракеттешүүсүнүн таралуу ылдамдыгынын бардык инерциалык эсептөө системаларында бирдей болуусу келип чыгат. Ошентип, өз ара аракеттешүүнүн таралуу ылдамдыгы универсалдуу турактуу чондук болуп эсептелет. Бул турактуу ылдамдык ошондой эле жарыктын боштукта таралуу ылдамдыгын туюнтат. Ошондуктан ал жарык ылдамдыгы деп аталат. Адатта жарык ылдамдыгы c тамгасы менен белгиленет, анын сан мааниси

$$c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ м/с.}$$

Жаратылышта биз көрүп билип жүргөн ылдамдыктардын көпчүлүгү жарык ылдамдыгына салыштырмалуу өтө эле кичинелик кылат. Ошого байланыштуу жарык ылдамдыгын чексиз деп кабыл алуу иш жүзүндө алынган жыйынтыктын тууралыгына эч кандай деле таасирин тийгизбейт.

Салыштырмалуулук принциби менен өз ара аракеттешүүнүн таралуу ылдамдыгынын (жарык ылдамдыгынын) чектүүлүгү биригип Эйнштейндин салыштырмалуулук принциби деп аталат (бул принцип А. Эйнштейн тарабынан 1905-жылы формулировкаланган). Ал эми Галилейдин салыштырмалуулук принцибинде жарык ылдамдыгы чексиз деп алынат.

Эйнштейндин салыштырмалуулук принцибинин негизинде

түзүлгөн механика ($c > v$ же $\frac{c}{v} \neq 0$ болгон учурдагы) релятивисттик деп аталат. Кыймылдагы нерсенин ылдамдыгы жарык ылдамдыгына караганда өтө эле кичине болсо ($c > v$ же $\frac{c}{v} = 0$), анда жарык ылдамдыгынын нерсенин кыймылына жасаган таасирин эсепке албай эле коюуга болот. Мындай учурда релятивисттик механика жарык ылдамдыгы чексизге умтулган учурга негизделген классикалык механикага өтөт. Мындай механика Ньютондук же классикалык деп аталат. Релятивисттик механикадан классикалык механикага пределдик өтүү релятивисттик механикадагы формулалардан $c \rightarrow \infty$ учурдагы пределге өтүү аркылуу жүргүзүлөт.

Классикалык механикада деле мейкиндик салыштырмалуу болот, б. а. ар кандай окуялардын ортолорундагы мейкиндик катыштар кайсыл эсептөө системасында жазылгандыгынан көз каранды болушат. Ар башка эки убакытта болгон окуялар мейкиндиктин бир эле чекитинде өтөбү, же болбосо, бири-биринен белгилүү аралыкта өтөбү, аны кайсыл эсептөө системасы аркылуу берилгендиги белгилүү болгондон кийин гана айта алабыз.

Классикалык механикада убакыт абсолюттуу болот, б. а., убакыттын касиеттери эсептөө системасынан көз каранды эмес деп эсептелет – бардык эсептөө системалары үчүн убакыт бирдей өтөт. Бул болсо, эгер эки кубулуш кандайдыр бир байкоочу үчүн бир убакытта өтсө, анда ал кубулуштар каалагандай башка байкоочуга да бир эле убакытта өткөн болот. Берилген эки окуянын ортосундагы убакыт аралыгы бардык эсептөө системаларында бирдей болуу керек.

Эйнштейндин салыштырмалуулук принцибинде убакыттын абсолюттуулугу жөнүндөгү түшүнүк карама-каршылыкка алып келет. Аны түшүндүрүү үчүн убакыттын абсолюттуулугуна негизделген классикалык механикадагы жалпыга белгилүү болгон ылдамдыктарды кошуу законун карап көрөлү. Ал боюнча татаал кыймылдын ылдамдыгы бул кыймылды түзүүчү ылдамдыктардын суммасына (вектордук) барабар болот. Бул закон универсалдуу болгондуктан жарык ылдамдыгына да орун алышы керек. Демек, жарык ылдамдыгы ар кандай инерциялык эсептөө системаларында ар башка болмок. Бул болсо салыштырмалуулук принцибине карама-каршы келет. Ал эми тажрыйба жүзүндө салыштырмалуулуктун принцибинин тууралыгы далилденген.

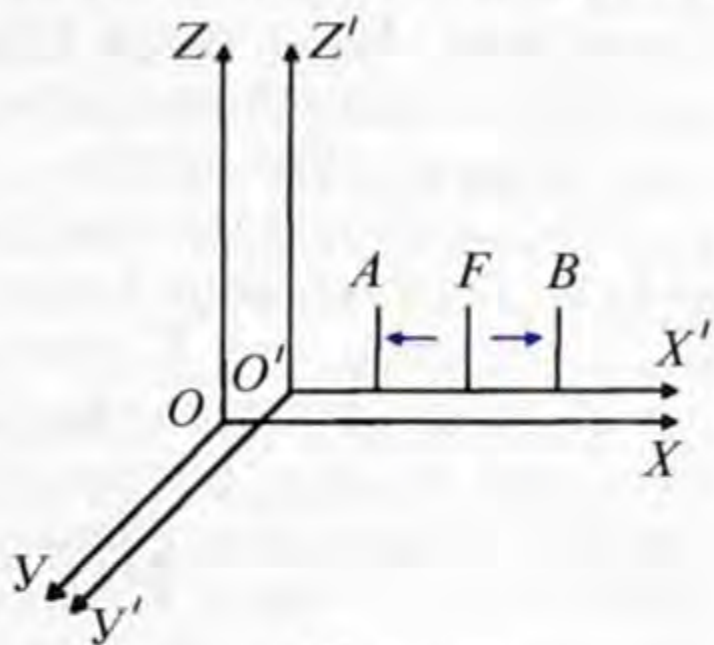
Салыштырмалуулук теориясынын өнүгүшүндө А. Майкельсондун тажрыйбасы өтө чон мааниге ээ болгон. Биринчи жолу

америкалык физик А. Майкельсон (1852–1931) тарабынан 1881-жылы жүргүзүлгөн ченөө жарык ылдамдыгынын таралуу багытынан толук көз карандысыз экендигин көргөзгөн. Классикалык механика боюнча Жердин кыймылынын багыты боюнча таралган жарык ылдамдыгы ага карама-каршы багыттагы ылдамдыктан айырмалуу болушу керек.

Ошентип, салыштырмалуулук принциби убакыттын абсолюттуу эместигине алып келет. Убакыт ар кандай эсептөө системасында ар башкача өтөт. Демек, берилген эки окуянын ортосунда белгилүү бир убакыт аралыгы өттү деп айтыш үчүн ал окуя кайсыл эсептөө системасында болгону көрсөтүлгөндө гана мааниге ээ болот. Мисалга эки эсептөө системасын алалы. Анын биринде окуялар бир эле убакытта өтсө, экинчисинде ар башка убакытта өткөн болот. Муну түшүндүрүш үчүн төмөнкү жөнөкөй эле мисалды карап көрөлү.

Координата октору xuz жана $x'y'z'$ болгон K жана K' эки инерциялык эсептөө системаларын карайлы (63-сүрөт). K' системасы K га карата оң жакка x жана x' октору боюнча кыймылда болсун дейли. x' огундагы кандайдыр бир F чекитинен өз ара карама-каршы эки багытка сигнал жөнөтүлсүн дейли. K' системасында, каалагандай инерциялык системадагы сыяктуу эле, сигналдын таралуу ылдамдыгы, эки багытка тең c га барабар болот. Демек, F чекитинен бирдей аралыктагы A жана B чекиттерине сигнал убакыттын бир эле моментинде жетет (K' системасында).

Бирок ошондой болсо да ошол эле эки окуя (сигналдын A жана B чекиттерине жетиши) K системасындагы байкоочу үчүн бир эле убакытта болбойт. Чындыгында салыштырмалуулук принциби боюнча K системасында сигналдардын ылдамдыгы ошол эле c га барабар. K системасында



63-сүрөт.

A чекити ага жиберилген сигналга карата кыймылда болсо, B чекити ошол багыт боюнча сигналдан алыстайт. Демек, K системасында сигнал A чекитине B чекитине караганда эрте жетет.

Ошентип, Эйнштейндин салыштырмалуулук принциби физикалык негизги түшүнүккө фундаменталдуу өзгөртүүнү киргизген. Күндөлүк турмушубузда кезигүүчү тажрыйбалардагы мейкиндик жана убакыт жөнүндөгү түшүнүгүбүз болжолдуу болуп эсептелет. Бул учурда жарык ылдамдыгына караганда өтө эле кичине ылдамдыктар каралат.

1. Эйнштейндин постулаттарында эмне жөнүндө айтылат?
2. Салыштырмалуулук теориясынын биринчи постулаты менен механикадагы салыштырмалуулук принцибинин айырмачылыгы эмнеде?
3. Релятивисттик механиканы кандай түшүнөсүң?
4. Салыштырмалуулук принцибинде убакыттын абсолюттуу эместигин кандай түшүнөсүң?

§ 46. Мейкиндик – убакыт интервалы

Кандайдыр бир физикалык окуя кайсыл жерде өткөндүгүн көргөзүүчү орду жана качан өткөндүгүн билдирүүчү убактысы менен аныкталат. Ошентип, материалдык чекитте болуучу окуя ал бөлүкчөнүн үч координатасы жана ал окуя болуп өткөн убакыттын моменти менен туюнтулат. Жогоруда Эйнштейндин салыштырмалуулук принцибинде убакыттын абсолюттуу эместиги жөнүндө айтып кеттик. Демек, биз карай турган окуя төрт өлчөмдүү мейкиндикте өтөт. Анын окторуна үч мейкиндик координаталары жана убакыт коюлат. Мындай мейкиндикте окуя чекит аркылуу туюнтулат. Бөлүкчө төрт өлчөмдүү мейкиндикте кыймылда болсун дейли. Анын кыймылына кандайдыр бир сызык туура келет. Бул сызыктын убакыттын ар бир моментиндеги чекиттерин бөлүкчөнүн координаталары аныктайт. Бир калыпта түз сызыктуу кыймылдагы материалдык бөлүкчөгө түз сызыктуу траектория туура келет.

Эми жарык ылдамдыгынын инварианттуулук принцибин карайлы. Ал үчүн бири бирине карата турактуу ылдамдыкта кыймылда болгон эки K жана K' эсептөө системаларын алабыз. x огу x' огуна дал келгендей, ал эми y жана z октору y' жана z' окторуна жарыш болгондой кылып жайгаштырабыз. K жана K' системаларындагы убакытты t жана t' деп белгилейбиз. Биринчи окуя катары K системасындагы x_1, y_1, z_1 чекитинен ушул эле системадагы убакыттын t_1 моментинде чыккан, таралуу ылдамдыгы жарык ылдамдыгына барабар болгон сигналды алабыз. Бул сигналдын таралышына K системасынан байкоо жүргүзөбүз. Экинчи окуя бул сигналдын x_2, y_2, z_2 чекитине убакыттын t_2 моментинде жетсин дейли. Жогоруда айтылгандай сигнал жарык ылдамдыгы c менен тарайт. Демек, сигналдын өткөн жолу $c(t_2 - t_1)$ ге барабар. Экинчи жагынан геометриялык ыкманы карасак, ошол эле сигнал өткөн аралык $[(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2]^{1/2}$ барабар болот.

Эгер x_1, y_1, z_1, t_1 жана x_2, y_2, z_2, t_2 кандайдыр эки окуянын координаттары болсо, анда

$$S_{12} = \left[c^2(t_2 - t_1)^2 - (x_2 - x_1)^2 - (y_2 - y_1)^2 - (z_2 - z_1)^2 \right]^{1/2} \quad (46.1)$$

чондугу ушул эки окуянын ортосундагы *интервал* деп аталат.

Ушул эле эки окуяны, б. а. сигналдын таралышын K' системасынан да байкоого болот. Жарык ылдамдыгы K жана K' системаларында бирдей болгондугуна байланыштуу, (46.1) барабардыгын алган сыяктуу эле K' системасы үчүн да эки окуянын ортолорундагы интервалды төмөндөгүдөй жаза алабыз:

$$S'_{12} = \left[c^2 \left(t'_2 - t'_1 \right)^2 - \left(x'_2 - x'_1 \right)^2 - \left(y'_2 - y'_1 \right)^2 - \left(z'_2 - z'_1 \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (46.2)$$

Эгерде эки окуя бири-бирине эң эле жакын болсо, анда алардын ортолорундагы интервалдардын ds (K системасында) жана ds' (K' системасында) квадраттары төмөнкүдөй жазылат:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2, \quad (46.3)$$

$$ds'^2 = c^2 dt'^2 - dx'^2 - dy'^2 - dz'^2. \quad (46.4)$$

(46.3) жана (46.4) формасындагы туюнтмалар, интервалды каралып жаткан төрт өлчөмдүү мейкиндиктеги эки чекиттин ортолорундагы аралык катары кароого мүмкүндүк берет. Бирок, бул чондуктардын кадимки геометрияда алгандагыдан айырмалуу өзгөчөлүгү бар. Интервалдын квадраты төрт координатанын айырмаларынын квадраттарынын бир белгидеги (плюс) суммасы эмес, ар кандай белгилер менен (убакыт координатасыныкы плюс, ал эми мейкиндик координаталарыныкы минус белгиси менен) суммаланып алынды. Интервал (46.3) формасында жазылуучу төрт өлчөмдүү геометрия, кадимки евклиддик геометриядан айырмаланып, *псевдоевклиддик* деп аталат. Бул геометрия салыштырмалуулук теориясына байланыштуу немец математиги жана физиги Т. Минковский (1864–1909) тарабынан киргизилген.

ds жана ds' интервалдары тартиптери бирдей болгон чексиз кичине чондуктар. Демек, алар бири бирине пропорционалдуу болушу керек. Тиешелүү түшүндүрүүлөр аркылуу ал пропорциялаштык коэффициенти бирге барабар экендиги далилденет. Ошентип,

$$ds^2 = ds'^2, \quad (46.5)$$

барабардыгы алынат. Чексиз кичине интервалдардын барабардыгынан ошондой эле чектүү интервалдардын барабардыгы ($S = S'$) келип чыгат.

Ошентип, биз окуялардын ортолорундагы интервал бардык инерциялык эсептөө системаларында бирдей болот деген маанилүү жыйынтыкка келебиз. Бул болсо интервал бир инерция-

лык эсептөө системасынан каалагандай башка инерциялдык системага өзгөртүп түзүүдө инварианттуу болот дегендикти билдирет. Мындай инварианттуулук жарык ылдамдыгынын турактуулугунун математикалык туюнтулушу болуп эсептелет.

- ? 1. Төрт өлчөмдүү мейкиндикте эки окуянын ортосундагы интервал кандай жазылат?
2. Интервалдын инварианттуулугу деген эмне?

§ 47. Өздүк убакыт

K системасына карата кыймылда болгон K' инерциялдык эсептөө системасынын ылдамдыгы v жарык ылдамдыгына c караганда нөл болбосо, б. а. $\frac{v}{c} \neq 0$ шарты орун алса, анда K' системасындагы убакыт K системасындагыга караганда жай өтөт. Мындай учурларда ар кайсы инерциялдык эсептөө системаларында убакыт ар башка өтүп ($t \neq t' \neq t'' \neq \dots$), мейкиндик төрт өлчөмдүү болот. Мына ушундай төрт өлчөмдүү мейкиндиктеги инерциялык эсептөө системаларындагы убакыттардын өтүү процесстерин карап көрөлү.

Кандайдыр бир кыймылсыз инерциялдык эсептөө системасынан бизге карата эркин кыймылдагы саатка байкоо жүргүзөлү. Бул кыймылды убакыттын ар бир моментинде бир калыштуу деп эсептейли. Ушуга байланыштуу убакыттын ар бир моменти үчүн бул кыймылдагы саат менен кыймылсыз абалда байланышкан координаттар системасын киргизе алабыз. Бул координаттар системасы саат менен бирдикте инерциялдык эсептөө системасы болуп эсептелет. Кыймылсыз K системасындагы саат боюнча dt чексиз кичине убакыт аралыгы ичинде кыймылдагы саат

$$dl = \sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2}$$

аралыгын өтөт (64-сүрөт.). Кыймылдагы саат бул учурда убакыттын кандай аралыгын dt' көргөзө алат, мына ушул маселени карап көрөлү.

K системасына карата кыймылда болгон саат K' системасында кыймылсыз абалда болот, б. а. $dx' = dy' = dz' = 0$. Демек, K системасына карата интервалды

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2,$$

түрүндө жазсак, K' системасы үчүн

$$ds'^2 = c^2 dt'^2,$$

барабардыгы менен туюнтулат. Интервалдардын инварианттуулугуна ((46.5) барабардыгын карагыла) байланыштуу

$$c^2 dt'^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2,$$

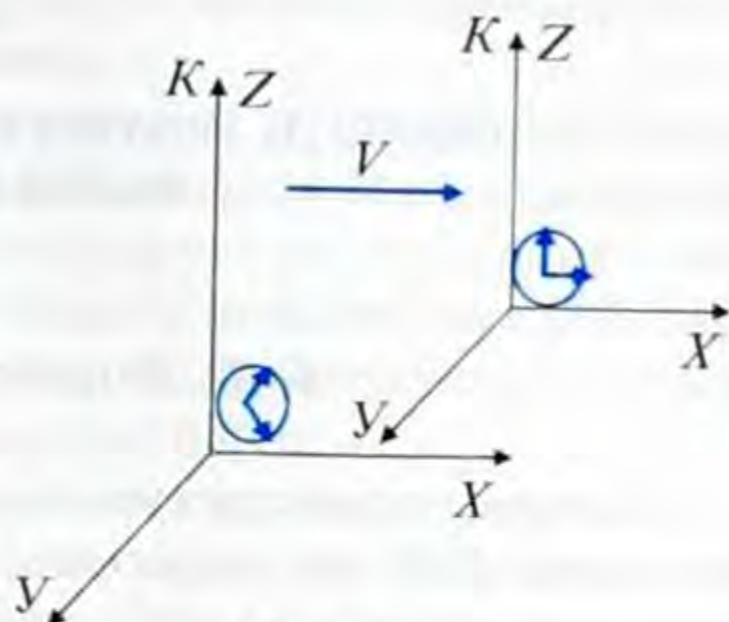
барабардыгын жаза алабыз, б. а.

$$dt' = dt \sqrt{1 - \frac{dx^2 + dy^2 + dz^2}{c^2 dt^2}}.$$

Мындагы

$$\frac{dx^2 + dy^2 + dz^2}{dt^2} = \left(\frac{dl}{dt}\right)^2 = v^2,$$

түрүндө туюнтуларын, ал эми v кыймылдагы сааттын ылдамдыгы экендигин эске алсак



64-сүрөт.

$$dt' = dt \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, \quad (47.1)$$

барабардыгын алабыз. Эгерде кыймылсыз саат боюнча (K системасындагы) $t_2 - t_1$ убактысы өтсө, (47.1) барабардыгын интегралдоо менен кыймылдагы саат көргөзгөн убакыт аралыгын таба алабыз:

$$t'_2 - t'_1 = \int_{t_1}^{t_2} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} dt. \quad (47.2)$$

Кыймылдагы объект менен кошо кыймылда болгон саат боюнча эсептелген убакыт ошол объектинин *өздүк убактысы* деп аталат. (47.1) жана (47.2) формулалары кыймылсыз эсептөө системасындагы убакыт аркылуу туюнтулган өздүк убакытты көргөзөт. (47.1) барабардыгынын оң жагындагы тамырдын алдындагы чоңдук бирден кичине ($1 - \frac{v^2}{c^2} < 1$, анткени $v^2 < c^2$), демек $dt' < dt$. Ошондуктан, кыймылдагы объектинин өздүк убактысы кыймылсыз системадагы убакыт аралыгынан дайыма кичине болот. Башкача айтканда кыймылда болгон саат кыймылсыз саатка караганда жай жүрөт.

Кандайдыр бир инерциалдык эсептөө системасы K га карата каралып жаткан саат бир калыптагы жана түз сызыктуу кыймылда болсун дейли. Анда ушул саатка байланышкан K' эсептөө системасы да инерциалдык болот. Демек, K' системасындагы саат K системасындагы байкоочунун саатына караганда артта калат. Мунун тескерисинче, K' системасынан байкоо жүргүзсөк K системасындагы саат артта калган болот.

- ? 1. Өздүк убакыт деп эмнени айтабыз?
2. Кыймылдагы нерсенин ылдамдыгы v жарык ылдамдыгына c караганда нөл болбосо ($v/c \neq 0$), анда мындай системада убакыт абсолюттуулугун сактайбы?

ЛОРЕНЦ ӨЗГӨРТҮП ТҮЗҮҮСҮ ЖАНА АНДАН ЧЫККАН ЭФФЕКТТЕР

§ 48. Лоренцтин өзгөртүп түзүүсү

Салыштырмалуулуктун атайын теориясынын аталган постулаттары (§45 ты карагыла) Ньютондун механикасындагы мейкиндик жана убакыт жөнүндөгү түшүнүктөргө туура келбейт. Инерциялдык эсептөө системасында болуп өткөн физикалык кубулуштардын жогорку постулаттардын негизинде математикалык жазылышына Галилейдин өзгөртүп түзүүсү колдонулбайт. Ошентип, *Галилейдин өзгөртүп түзүүсү* салыштырмалуулук теориясынын талаптарын канагаттандыра албайт. Анткени ал өзгөртүп түзүү окуялардын ортосундагы интервалдардын инварианттуулугун сактай албайт. Мына ушуга байланыштуу жогорку талапты канааттандыруучу өзгөртүп түзүүнү алуу зарылдыгы келип чыккан. Мындай өзгөртүп түзүү нидерланд физик-теоретиги Х. Лоренц (1853–1928) тарабынан 1904-жылы алынган.

K жана K' инерциалдык системаларынын координаталары менен убакыттын ортосундагы салыштырмалуулуктун атайын теориясынын эки постулатын канагаттандыруучу катыш *Лоренцтин өзгөртүп түзүүсү* деп аталат. K' системасы K системасына карата v ылдамдыгы менен кыймылда болсо (64-сүрөттү карагыла), координаталар менен убакыт үчүн Лоренцтин өзгөртүп түзүүсү төмөнкүдөй жазылат:

$$x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, y = y', z = z', t = \frac{t' + \frac{v}{c^2}x'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (48.1)$$

Бул өзгөртүп түзүү фундаменталдуу мааниге ээ.

x', y', z', t' координаталарын x, y, z, t аркылуу туюнтуу үчүн ылдамдыгын $-v$ менен алмаштырып коюу жетиштүү болот (анткени K системасы K' системасына карата $-v$ ылдамдыгы менен кыймылдайт). (48.1) барабардыктарын x', y', z', t' координаталарына карата чыгарсак деле ошол жыйынтыкты алабыз.

Классикалык механикага пределдик өтүүнү $c \rightarrow \infty$ колдонсок, Лоренцтин өзгөртүп түзүүсү (48.1) Галилейдин өзгөртүп түзүүсүнө

айланат. Бул болсо салыштырмалуулуктун атайын теориясынын формулаларынын тууралыгын көргөзөт.

$v > c$ болсо, (48.1) формулаларындагы x , t координаттары жалган мааниге ээ болуп калат. Бул болсо, жарык ылдамдыгынан чоң ылдамдыктагы кыймылдын болбостугун көргөзөт. Ал түгүл жарык ылдамдыгына барабар болгон эсептөө системасын колдонууга да мүмкүн эмес. Бул учурда (48.1) формулаларынын бөлүмдөрү нөлгө айланып, аныксыздыкты берет.

Лоренцтин өзгөртүп түзүүсүн эсепке алсак салыштырмалуулук принциби төмөнкүдөй айтылышы мүмкүн: каалагандай физикалык кубулуштарды туюнтуучу бардык физикалык закондор бардык инерциалдык эсептөө системаларында бирдей болот. Бул болсо Лоренцтин өзгөртүп түзүүсүнүн жардамы менен бир K инерциалдык эсептөө системасынан башка K' системасына өткөн кезде физиканын закондору өздөрүнүн формаларын сактоолору керек дегендикти билдирет. Бул жыйынтык физиканын закондорунун релятивисттик инварианттуулугу деп аталат.

- ? 1. Лоренцтин өзгөртүп түзүүсү кандай жазылат?
2. Лоренцтин өзгөртүп түзүүсүнөн Галилейдин өзгөртүп түзүүсүн кантип алууга болот?
3. Кыймыл ылдамдыгы жарык ылдамдыгынан чоң болбостугу эмне менен түшүндүрүлөт?

§ 49. Узундуктун (аралыктын) салыштырмалуулугу

Салыштырмалуулук теориясынын постулаттарынан мейкиндик менен убакытка байланыштуу болгон бир катар маанилүү жыйынтыктар чыгат. Алардын бири узундуктун салыштырмалуулугу. Төрт өлчөмдүү мейкиндикте нерсенин узундугу абсолюттук чоңдук эмес, ал каралып жаткан эсептөө системасына карата кыймылдын ылдамдыгынан көз каранды болот.

K системасында x огуна жарыш коюлган сызгыч кыймылсыз абалда болсун дейли. Анын бул системада өлчөнгөн узундугу $\Delta x = x_2 - x_1$ барабар (x_2 менен x_1 K системасындагы сызгычтын эки учунун координаталары). Эми бул сызгычтын K системасына карата x огу боюнча v ылдамдыгы менен кыймылдагы K' системасында өлчөнгөн узундугун табабыз. Ал үчүн убакыттын бир эле t' моментиндеги сызгычтын бул системадагы эки учунун координаталарын (x'_2 менен x'_1 ди) табуу керек. (48.1) барабардыктарынын биринчисинен төмөнкүлөрдү

$$x_1 = \frac{x'_1 + vt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad x_2 = \frac{x'_2 + vt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

жазууга болот. x_2 ден x_1 ди кемитебиз:

$$x_2 - x_1 = \frac{x'_2 - x'_1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Сызгычтын K' системасындагы узундугу $l = \Delta x' = x'_2 - x'_1$ ге барабар, ал эми K системасындагы узундугу $l_0 = \Delta x = x_2 - x_1$ анда

$$l = l_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (49.1)$$

Нерсенин эсептөө системасындагы кыймылсыз абалдагы узундугу (l_0) *өздүк узундук* деп аталат. l ошол эле нерсенин v ылдамдыгы менен кыймылдаган системага карата болгон узундугу.

Ошентип, нерсе эң эле чоң узундукка кыймылсыз абалда болгон эсептөө системасында ээ болот ($l_0 > l$). v ылдамдыгы менен кыймылда болуучу инерциалык эсептөө системасына карата

анын узундугу кыймыл багыты боюнча $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ эсеге кыскарат. Салыштырмалуулук теориясынын бул эффектиси *лоренцтик кыскаруу* деп аталат. Ошондой эле Лоренц өзгөртүп түзүүсүнөн $y_2 - y_1 = y'_2 - y'_1$ жана $z_2 - z_1 = z'_2 - z'_1$ барабардыктары алынат. Демек, нерсенин туурасынан болгон өлчөмдөрү анын кыймыл ылдамдыгынан көз каранды эмес, бардык инерциалдык эсептөө системаларында бирдей болот.

Лоренцтик кыскаруу $\frac{v^2}{c^2}$ катышы $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ чоңдугуна белгилүү

байкалаарлык өлчөмдө таасир эте алганда гана, б. а. нерсенин ылдамдыгы v жарык ылдамдыгына жакын болгон учурда гана орун алат. Макроскопиялык нерселер үчүн мындай ылдамдыкка реалдуу жетишүү өтө кыйын. Ушуга байланыштуу эксперимент жүзүндө макроскопиялык нерселер үчүн лоренцтик кыскарууну алуу мүмкүн эмес.

- ? 1. *Өздүк узундук деген эмне?*
2. *Лоренцтик кыскаруу деп эмнени айтабыз?*

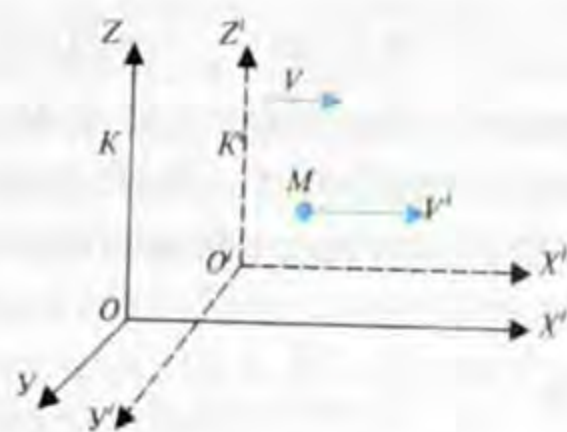
§ 50. Салыштырмалуулук теориясында ылдамдыктарды кошуу

Классикалык механикадагы ылдамдыктарды кошуу закону салыштырмалуулуктун атайын теориясынын постулаттарына туура келбейт. Ошондуктан $\frac{v}{c} \neq 0$ учуру үчүн ылдамдыктарды кошуунун релятивисттик законуна өтүү зарылдыгы келип чыгат. Лоренцтин өзгөртүп түзүүсүнүн негизинде алынган ылдамдыктарды кошуу закону *релятивисттик* деп аталат. Ушул закон гана салыштырмалуулуктун атайын теориясынын постулаттарын жана вакуумдагы жарык ылдамдыгынын пределдик маанисин канааттандырат.

Материалдык чекит M Ox жана $O'x'$ окторун бойлото K жана K' инерциялык системаларында кыймылда болсун. V K' системасынын K га карата Ox огу боюнча болгон кыймыл ылдамдыгы (65-сүрөт). Ал эми M материалдык чекити K системасына карата v ылдамдыгына ээ болсо, анын K' системасындагы ылдамдыгы v' ка барабар. V жана v' ылдамдыктарынын суммасы (48.1) барабардыктары менен туюнтулган Лоренцтин өзгөртүп түзүүсүнүн негизинде

$$v = \frac{v' + V}{1 + \frac{v'V}{c^2}} \quad (50.1)$$

формуласы аркылуу жазылат. Бул барабардык салыштырмалуулуктун атайын теориясындагы ылдамдыктарды кошуу закону деп аталат.



65-сүрөт.

Эгер $\frac{V}{c} < 1$ жана $\frac{v'}{c} < 1$ шарттары орун алса, анда бөлчөктүн

бөлүмүндөгү $\frac{v'V}{c^2}$ мүчөнү эсепке албай коюуга болот. Анда ылдамдыктарды релятивисттик кошуу закону Ньютондун механикасындагы ылдамдыктарды кошуу законуна өтүп кетет:

$$v = v' + V \quad (50.2)$$

Ылдамдыктарды кошуунун релятивисттик законунан ылдамдыктары жарык ылдамдыгына c барабар же андан кичине болгон эки ылдамдыктын суммасы жарык ылдамдыгынан c чоң болбостугу келип чыгат. Эгер $v' = c$ болсо, анда V ылдамдыгы кандай мааниге ээ болсо да баары бир $v = c$ болот. Чындыгында

$$v = \frac{c+V}{1 + \frac{c \cdot V}{c^2}} = c \frac{c+V}{c+V} = c. \quad (50.3)$$

Ылдамдыктарды кошуунун релятивисттик законунун эн мыкты касиети v' жана V ылдамдыктары жарык ылдамдыгынан чоң болбогон каалагандай мааниге ээ болсо да, алардын суммасы v жарык ылдамдыгынан чоң болбойт. $v'=V=c$ болсо деле

$$v = \frac{c+c}{1 + \frac{c \cdot c}{c^2}} = c, \quad (50.4)$$

келип чыгат. Бул болсо Эйнштейндин постулатынын – жарык ылдамдыгынын турактуулук принцибинин далили болуп эсептелет. Демек, салыштырмалуулук теориясында кандай ылдамдыктарды (c дан кичине же барабар болгон) кошсо да вакуумдагы жарык ылдамдыгынан ашпайт.

Вакуумдагы жарык ылдамдыгы эң чоң пределдик ылдамдык болуп эсептелет. Андан чоң ылдамдыктын болушу мүмкүн эмес. Кандайдыр чөйрөдөгү жарык ылдамдыгы $\tilde{c} = \frac{c}{n}$ (n – чөйрөнүн абсолюттук сынуу көрсөткүчү) пределдик чоңдук болуп эсептелбейт. Мисалы, электрондордун суудагы кыймыл ылдамдыктары ошол эле суудагы жарык ылдамдыгынан чоң болот.

- ? 1. Салыштырмалуулук теориясында эки ылдамдыктын суммасы кандай туюнтулат?
2. Кандай шарттар орун алса, ылдамдыктарды релятивисттик кошуу законунан классикалык механикадагы ылдамдыктарды кошуу закону алынат?
3. Кошулуучу эки ылдамдык тең жарык ылдамдыгына барабар болсо алардын суммасы жарык ылдамдыгынан чоң эместигин далилдегиле.

§ 51. Массанын ылдамдыктан көз карандылыгы

Мейкиндик-убакыт жөнүндөгү жаңы түшүнүккө (чоң ылдамдыктагы кыймылда) классикалык механиканын закондору туура келбейт. Ньютондун экинчи закону

$$m\vec{a} = \vec{F},$$

мейкиндик менен убакыттын классикалык түшүнүгүндө, б. а. кыймылдын кичине ылдамдыкка ээ болгон учурунда гана бир

инерциалдык эсептөө системасынан экинчисине өтүүдө өзүнүн формасын өзгөртпөйт (салыштырмалуу принциби орун алат). Эгер кыймыл чоң ылдамдыкка ($\frac{v}{c} \neq 0$) ээ болсо, анда бул закон ушул кадимки классикалык формасында инварианттуулукту сактай албайт.

Эйнштейндин теориясында нерсенин массасы салыштырмалуу чоңдук болуп эсептелет. Масса эсептөө системасынын тандалып алынышына, б. а. нерсенин ылдамдыгына жараша ар кандай мааниге ээ болот. Нерсенин массасы системага карата болгон ылдамдыгынын чоңдугунан гана көз каранды, ылдамдыктын багытынан көз каранды эмес. Бул көз карандылык төмөнкү формула менен туюнтулат:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (51.1)$$

Мындагы m_0 нерсенин тынч абалдагы массасын (өздүк массаны) туюнтат, б. а. нерсе кыймылсыз абалда болгон системада өлчөнгөн масса. Нерсенин кыймыл ылдамдыгы чоңойгон сайын, (51.1) формуласына ылайык, массанын чоңдугу да ошончо көбөйө берет (66-сүрөт). $v = c$ болгон учурда масса чексиз чоң мааниге жетет.

Ушуга байланыштуу нерсенин кыймыл ылдамдыгын жарык ылдамдыгына жеткирүү мүмкүн эместиги келип чыгат. Катод нурларынын электр жана магниттик талааларында кыйшаюсу боюнча жүргүзүлгөн тажрыйбаларда чындыгында электрондун массасы ылдамдыктын жогорулашы менен (51.1) формуласы боюнча чоңоюу жогорку тактыкта далилденген.

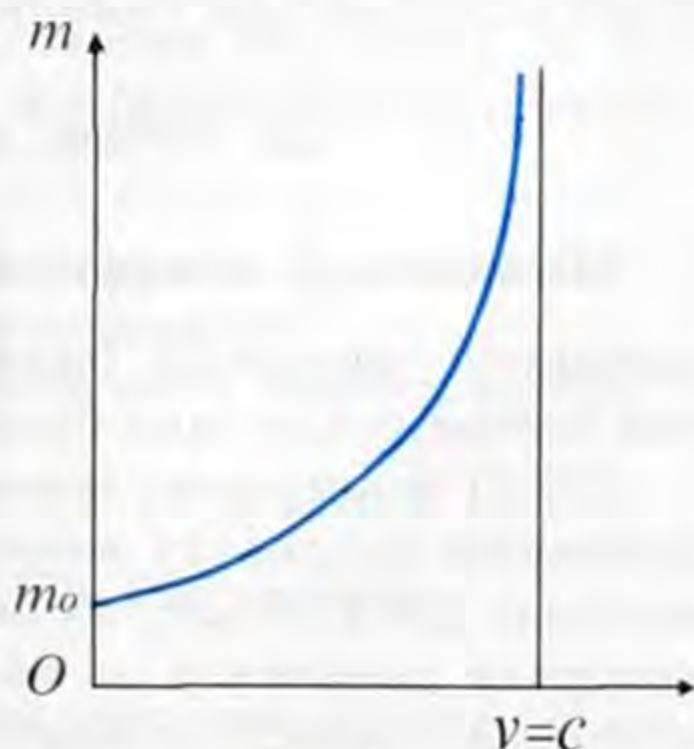
(51.1) формуласы боюнча салыштырмалуулук теориясында нерсенин импульсу

$$p = mv = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (51.2)$$

түрүндө жазылат. Релятивисттик динамиканын негизги закону мурдагы формасындай эле төмөнкүдөй түргө ээ болот:

$$\frac{\Delta P}{\Delta t} = F.$$

Бирок нерсенин импульсу (51.2) формуласы менен аныкталат.



66-сүрөт.

Ошентип, Эйнштейндин салыштырмалуулук теориясы ачылганга дейре турактуу болуп келген масса эми чындыгында эле ылдамдыктан көз карандылыкта болору белгилүү болду. (51.1) формуласы боюнча массанын өзгөрүүсү иш жүзүндө инженердик эсептөөлөрдө колдонулууда. Демек, салыштырмалуулуктун атайын теориясынын тууралыгы ырасталат.

- ? 1. Масса ылдамдыктан кандай көз карандылыкта болот?
 2. Нерсенин ылдамдыгы жарык ылдамдыгына жетпестиги кайсыл шартка байланыштуу?

§ 52. Эйнштейн теңдемеси

Өткөн параграфтагы материалдан нерсеге жогорку ылдамдык берилсе, б. а. кинетикалык энергиясы өссө анын массасы чоңоёрун көрдүк. Демек, кинетикалык энергияга белгилүү масса туура келет. Күн жана жылдыздар нур чыгарганда алардын массалары азаят. Масса менен толук энергиянын ортолорундагы катыш 1905-жылы ачылган. Бул катыш Эйнштейндин теңдемеси менен туюнтулат:

$$E = mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (52.1)$$

Ушул катыштан нерсенин толук энергиясы анын массасына түз пропорциялаш экендиги көрүнүп турат. Энергиялары азайса бардык нерселердин массалары азаят, ал эми энергиялары жогоруласа массалары да чоңоёт. Кандай энергия болсо да анын ΔE өзгөрүүсү массанын Δm өзгөрүүсүнө пропорциялаш болот. Ал пропорциялаштык төмөнкү формула менен туюнтулат:

$$\Delta E = c^2 \Delta m, \text{ же } \Delta m = \frac{\Delta E}{c^2}. \quad (52.2)$$

Мындагы $\frac{1}{c^2}$ коэффициенти эң эле кичине болгондугуна байланыштуу массанын билинерлик өзгөрүүсү энергиянын эң эле чоң өзгөрүүсүндө гана болушу мүмкүн.

(52.2) формуласы боюнча эгер нерсе электр-магниттик толкундарды нурдантуу менен ΔE энергиясын жоготсо, анда анын массасы Δm ге азаят, ал эми бул нурдантууну кабыл алган нерсе кошумча энергияга ээ болуп, анын массасы чоңоёт. Башкача айтканда, салыштырмалуулуктун атайын теориясына ылайык энергия массага пропорциялаш болот.

Салыштырмалуулук теориясынын негизинде түзүлгөн энергия менен массанын пропорциялаштык принциби илимде, өзгөчө атомдук жана ядролук физикада чоң мааниге ээ. (52.2) формуласы тажрыйба жүзүндө бир нече жолу текшерилип, бекем далилдөөлөргө ээ болгон (Серпухово шаарындагы чоң кубаттуулуктагы ылдамдаткычта массанын чоңоюшу менен энергиянын жогорулоосу аныкталган).

Нерсенин кыймыл ылдамдыгы салыштырмалуу кичине болсо, (52.1) формуласын төмөндөгүдөй жаза алабыз:

$$E \approx m_0 c^2 + \frac{m_0 v^2}{2}. \quad (52.3)$$

Мындан, эгер нерсе кыймылсыз абалда болсо, анда анын энергиясы:

$$E_0 = m_0 c^2, \quad (52.4)$$

барабар болот. (52.4) барабардыгы физикалык чоң мааниге ээ. Анткени ал нерсенин ылдамдыгы нөлгө барабар учурундагы энергиясын аныктап, нерсенин тынч абалындагы энергиясы деп аталат. Бул өтө маанилүү жыйынтык. *Бардык нерселер кыймылсыз абалындагы массасына m_0 пропорционалдуу энергияга ээ болушат.* (52.3) барабардыгынын экинчи мүчөсү нерсенин ка-

димки эле кинетикалык энергиясын $\left(E_k = \frac{m_0 v^2}{2} \right)$ көргөзөт. Ошентип,

нерсенин толук энергиясы тынч абалындагы энергиясы E_0 менен кинетикалык энергиясынын E_k суммасына барабар. (52.4) катышы кыймылсыз нерсе да энергияга ээ экендигин көргөзөт. Бул энергия нерсе жок болмойунча аны менен дайыма байланышта болот. Эгер нерсе (же болбосо бөлүкчө) кандайдыр бир себептер менен жок болуп кетсе, анда ошол эле замат анын E_0 энергиясы да жок болот. Бирок, энергия да, масса да бул кубулушка катышкан башка нерсеге же бөлүкчөгө өтүп кетет, ал эч дайынсыз жоголуп кетпейт.

- ? 1. Энергиянын өзгөрүүсү эмнеге пропорционалдуу болот?
 2. Нерсенин толук энергиясы эмнеге барабар?
 3. Нерсенин тынч абалындагы энергиясынын мааниси кандай?

§ 53. Импульс менен энергиянын байланышы

Кыймылдагы нерсенин импульсу менен энергиясынын ортосундагы байланышты алабыз. Ал үчүн өткөн параграфтарда алын-

ган $E = mc^2$ жана $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ барабардыктарын колдонуп,

$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$, барабардыгын жазабыз. Бул барабардыкты квад-

ратка көтөрсөк $E^2 = \frac{m_0^2 c^4}{1 - \frac{v^2}{c^2}}$, же $E^2 - \frac{E^2 v^2}{c^2} = m_0^2 c^4$, же болбосо,

$E^2 = m_0^2 c^4 + \frac{E^2 v^2}{c^2}$. Оң жагындагы энергияны (E) анын мааниси mc^2

менен алмаштырсак $E^2 = m_0^2 c^4 + c^2 (mv)^2$. Мындагы mv чоңдугун

импульс p менен алмаштырып $E^2 = m_0^2 c^4 + c^2 p^2$, же

$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + c^2 p^2}, \quad p = \sqrt{\frac{E^2 - m_0^2 c^4}{c^2}} = \sqrt{\frac{E^2 - E_0^2}{c^2}} \quad (53.1)$$

барабардыктарын алабыз. Бул катыштар E менен p ортосундагы байланышты берет.

Жарык c ылдамдыгы менен кыймылдаган фотондордун агымы экендигин жакшы билебиз. Демек, фотондун импульсу $p_\phi = mc$ барабар, мындагы m – кыймылдагы фотондун массасы. Фотондун энергиясын импульс аркылуу төмөндөгүдөй жаза алабыз:

$$E_\phi = mc^2 = p_\phi \cdot c.$$

Мындан фотондун импульсу

$$p_\phi = \frac{E_\phi}{c}. \quad (53.2)$$

барабар экендигин көрөбүз. Эми (53.1) барабардыктардын биринчисин фотон үчүн пайдалансак

$$E_\phi^2 = m_0^2 c^4 + c^2 p_\phi^2 = m_0^2 c^4 + c^2 \left(\frac{E_\phi}{c} \right)^2 = m_0^2 c^4 + E_\phi^2,$$

барабардыгы алынат. Мындан $m_0^2 c^4 = 0$ же $m_0 = 0$, демек, фотондун кыймылсыз абалдагы массасы нөлгө барабар.

Планктын формуласы боюнча фотондун энергиясы $E_\phi = h\nu$. Анда

$$p_\phi = \frac{E_\phi}{c} = \frac{h\nu}{c}. \quad (53.3)$$

Эгер $v\lambda=c$ барабардыгын эске алсак

$$p_{\Phi} = \frac{h}{\lambda}. \quad (53.4)$$

Ошентип, жыштыгы ν болгон жарык толкунун кыймылсыз абалдагы массалары нөлгө барабар, $E_{\Phi} = h\nu$ формуланы энергиялуу

жана $p_{\Phi} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$ импульстуу бөлүкчөлөрдүн (фотондордун) агымы катары кароого болот.

- ? 1. Релятивисттик кыймылда энергия менен импульстун ортосундагы байланыш кандай жазылат?
2. Фотондун энергиясын импульс аркылуу кандай жаза алабыз?
3. Фотондун кыймылсыз абалдагы массасы нөлгө барабар экендиги кайсыл барбардыктан белгилүү?
4. Фотон импульсу толкун узундугу аркылуу кантип алынат?

§ 54. Салыштырмалуулуктун атайын теориясы жөнүндө азыркы көз караштар

Салыштырмалуулук теориясында физикалык процесс төрт өлчөмдүү мейкиндикте өтөт. Төртүнчү координата катары убакыт колдонулат. Мындай төрт өлчөмдүү мейкиндикте классикалык механикада колдонулуп келген Галилейдин координаталарды өзгөртүп түзүү формуласы физикалык процесстин инварианттуулугун сактай албай калат. Ошого байланыштуу башка жаңы өзгөртүп түзүү формуласына – төрт өлчөмдүү мейкиндик үчүн алынган Лоренц өзгөртүп түзүүсүнө өтүү зарылдыгы келип чыгат.

Мурда Лоренц өзгөртүп түзүүсү формалдуу математикалык гана мааниге ээ болуп келсе, аны Эйнштейн мейкиндик – убакыт жөнүндөгү классикалык түшүнүктөн жаңы релятивисттик түшүнүккө өтүүдө колдонгон. Ал боюнча нерсенин өлчөмүнүн өзгөрүүсү абсолюттуу эмес, салыштырмалуу мүнөзгө ээ болот. Эгер бир эле нерсе ар кандай ылдамдыкта кыймылда болсо, ошого байланыштуу ар кандай өлчөмгө ээ. Убакыт боюнча да ушундай эле жыйынтыкка келүүгө болот. Эгер Эйнштейнге чейин убакыт бардык эсептөө системаларында дайыма бирдей өтөт делинип келсе, Эйнштейн мындай болбойт деген жыйынтыкка келген. Убакыт ар кайсы инерциалдык эсептөө системаларында ар башка өтөрү далилденген. Ошого байланыштуу физикалык кубулуштар төрт өлчөмдүү мейкиндикте өтөт.

Эйнштейн ошондой эле ылдамдыктарды кошуунун релятивисттик формуласын да алган. Эйнштейндин теориясынан каалагандай нерсенин массасы турактуу эмес экендиги, ал ылдамдыктан көз карандыда болорлугу келип чыгат. Нерсенин кинетикалык энергиясы классикалык физикадагы маанисинен башка мааниге ээ болору да көргөзүлгөн.

Ошентип, салыштырмалуулуктун атайын теориясынын негизги шарттары камтылган Эйнштейндин илимий эмгектери тез эле бул теорияны кеңейтүүгө арналган бир катар жаңы изилдөө иштерине алып келген. Буга мисал катары В. Паулинин (1900–1958) 1906-жылы жарык көргөн эмгегин алсак болот. Анда нерсенин ылдамдыгы жарык ылдамдыгына жакын болсо, клас-

сикалык механикадагы кыймыл теңдемеси $m \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \vec{F}$, нерсенин

кыймыл ылдамдыгы эсепке алынган $(m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \vec{v} = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t})$,

$\frac{\Delta}{\Delta t} \left(\frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} \right) = \vec{F}$, теңдемеси менен алмашуу зарылдыгы көр-

гөзүлгөн.

1909-жылы америкалык физик Р. Толмен жарык ылдамдыгынын турактуулугуна таянуу менен сакталуу закондорун эске алып, узундуктун, убакыттын, массанын өзгөртүп түзүүлөрүнүн релятивисттик формулаларын алган.

Салыштырмалуулуктун атайын теориясынын таралышына жана анын андан аркы өнүгүшүнө Г. Минковский (1864–1909) тарабынан түзүлгөн математикалык аппарат чоң роль ойногон. Ал төрт өлчөмдүү мейкиндикти киргизген. Анын үчөө кадимки мейкиндик координаталары, ал эми төртүнчүсү тиешелүү бирдиктеги убакыт болуп эсептелет. Минковский ошондой эле өзүнүн эмгектеринде салыштырмалуулук теориясы мейкиндик жана убакыт жөнүндөгү түшүнүктү түп-тамырынан бери өзгөрткөндүгүн белгилеген.

Бирок ошондой болсо да салыштырмалуулук теориясы тез эле жалпы кабыл алууга ээ болуп кеткен эмес. Теориянын башталышында эле физиктер арасында бир кыйла каршы ойлор болгон. Аздыр көптүр бул теориянын негизги принциптерине жана анын конкреттүү жыйынтыктарына каршы пикирлер айтылган. Атап айтсак, В. Вин жана В. Ритц (1878–1909) Эйнш-

тейндин негизги принциптеринин бири болгон – жарык ылдамдыгынын турактуулугуна каршы чыгышкан. Ошондой эле орус физиги Д. Гольдгаммер (1860–1922) да Эйнштейндин теориясы мейкиндик жана убакыт жөнүндөгү биздин түшүнүккө эн эле чон өзгөртүү киргизип, бир кыйла татаалданууга алып келди деген ойдо болгон.

Салыштырмалуулук теориясына болгон бул сыяктуу каршы пикирлер негизинен XX кылымдын жарымынан ашкан мезгилге дейре созулуп келди. Качан гана заряддалган элементардык бөлүкчөлөрдү (электрондор, протондор, атом ядролору, иондор) эн жогорку ылдамданууга жеткирүүчү түзүлүштөр ишке киргизиле баштагандан тартып, салыштырмалуулук теориясынын эффекттери ишенимдүү далилдөөлөргө ээ боло баштады (АКШ да 1966-жылы ишке киргизилген Станфорд (Калифорния штаты) ылдамдаткычы, СССР де 1957-жылы иштей баштаган Дубнадагы ылдамдаткыч, Москва областындагы Протвино шаарчасындагы дүйнөдөгү ошол кездеги эн күчтүү ылдамдаткыч (1966-жылы)). Аталган ылдамдаткычтарда салыштырмалуулук теориясында теориялык жол менен алынган баардык эффекттер – жарык ылдамдыгынын турактуулугу, массанын ылдамдыктан көз карандылыгы, массанын энергия менен байланышы, ылдамдыкка байланыштуу убакыттын созулушу, бөлүкчөлөрдүн ажыроо мисалында толугу менен тажрыйба жүзүндө далилденди. Ошентип, салыштырмалуулуктун атайын теориясы практика жүзүндө инженердик эсептөөлөргө кирди. Демек, салыштырмалуулуктун атайын теориясынын тууралыгы жөнүндө шек саноого эч негиз жок. Ушуга байланыштуу салыштырмалуулуктун атайын теориясынын негиздери мектептин физика программасына киргизилген.

- ? 1. Эмне үчүн салыштырмалуулук теориясында бир эсептөө системасынан экинчисине өтүүдө Лоренц өзгөртүп түзүүсү колдонулат?
2. Салыштырмалуулук теориясында мейкиндик жана убакыт жөнүндөгү түшүнүктөр кандай өзгөргөн?
3. Салыштырмалуулук теориясынан келип чыккан кайсыл эффекттер эсиңерде калды?

§ 55. Салыштырмалуулуктун жалпы теориясы жөнүндө түшүнүк

Жогоруда каралган салыштырмалуулуктун атайын теориясы, өтө жогорку ылдамдыктарда болуучу физикалык кубулуштардын закон ченемдүүлүктөрүн карайт. Механиканын бул бөлүгү

релятивисттик механика деп да аталат. Бул учурда Ньютондун классикалык механикасы кыймыл аракеттердин жалпы закондорунун айрым учурлары ($v \ll c$ учуруна туура келүүчү) болуп калат.

Ошентип, релятивисттик физика классикалык физиканын кеңейтилген жана өркүндөтүлгөн түрүнө кирет. Салыштырмалуулуктун атайын теориясын кадимки $v \ll c$ ылдамдыктагы жыйынтыктары классикалык физиканын закондорун колдонуу менен алынган жыйынтыктардан айырмаланбайт. Бирок $v - c$ кезиндеги айырма өтө чоң болуп, принципалдуу жаңы жыйынтыктар алынат.

Ал эми тартылуу күчү эсепке алынган жалпы мейкиндик — убакыт закон ченемдүүлүктөрү салыштырмалуугтун жалпы теориясында каралат.

Ньютондун тартылуу теориясында $F = Gm_1m_2/r^2$ күчү заматта аракет кылат деп эсептелет. Бул болсо сигнал же энергия заматта берилет дегенди билдирет. Мындай шарт салыштырмалуулуктун негизги шарттарынын бирине б. а. карама-каршы келет: энергия да, сигнал да жарык ылдамдыгынан тез таралышы мүмкүн эмес.

Мындай карама-каршылык Эйнштейнди тартылуунун релятивисттик теориясын б. а., салыштырмалуулуктун жалпы теориясын түзүүгө алып келген. Ал өзүнүн жаңы теориясында салыштырмалуулуктун принцибинин канааттандырылышы, б. а. гравитациялык жана инерттик массалардын (гравитациялык масса деп нерсе түзгөн гравитациялык талааны аныктоочу масса аталат; инерттик масса нерсенин энергиясы менен импульсунун ортолорундагы байланышты аныктайт) тендештиги орун алышы керек деп эсептелген. Бул шарт Эйнштейнди эквиваленттүүлүк принцибин формировакалоого алып келет. Ал принцип боюнча тартылуу күчүнүн талаасы ылдамданууга ээ болгон (инерциалдуу эмес) эсептөө системасына эквиваленттүү болушу керек.

1915-жылы Эйнштейн салыштырмалуулуктун жалпы теориясынын негизин түзгөн. Бул теорияда салыштырмалуулук түшүнүгүн ылдамдануу менен кыймылда болуучу системага жалпылоо жүргүзгөн. Нерсенин инерциалдуу эмес эсептөө системасындагы кыймылын анын гравитациялык талаадагы кыймылынан айырмалоого мүмкүн эмес. Ошондой болсо да гравитациялык талаа менен инерциалдуу эмес эсептөө системасынын ортосундагы эквиваленттүүлүк болжолдуу мүнөзгө ээ. Аталган эквиваленттүүлүк белгилүү гана көлөмдүн ичинде орун алат.

Салыштырмалуулуктун жалпы теориясы тартылуу кубулу-

шун мейкиндик – убакыт ийрилиги менен байланыштырат. Аталган теорияны түзүүдө Эйнштейн колдонгон математикалык ыкмалар орто мектептин программасына кирбейт. Ал үчүн өзүнчө математикалык аппараттар пайдаланылат. Каалагандай нерсе өзүнүн айланасына гравитациялык талаа түзөт. Ошонун негизинде ал мейкиндик ийриликке ээ болот. Мындай мейкиндикте эркин кыймылда болгон материалдык нерсенин траекториясы ийри сызыкты түзөт. Эйнштейндин теңдемеси мейкиндиктин ийрилигин гравитациялык талаанын күч булагы (масса) менен байланыштырат. Немец физиги К. Шварцшильд (1873–1916) тарабынан бул теңдеменин борборго – симметриялуу статистикалык талаа үчүн так чыгарылышы алынган. Бул чыгарылыштын негизинде гравитациялык талаадагы сааттын жүрүшү акырындары белгилүү болгон. Ошондой эле Ааламда радиусу гравитациялык радиусунан кичине болгон, өтө чоң массалуу «*кара туюк*» (черная дыра) деп аталуучу нерсенин болорлугу да, ушул чыгарылышка негизделип алдын ала айтылган. Мындай нерсенин гравитациялык талаасы өтө күчтүү болуп, сыртка эч кандай сигнал чыга албайт. «Кара туюктун» ичиндеги кыймылдардын баарысы борборду карай жарык ылдамдыгынан чоң ылдамдыкта кыймылда болот.

Салыштырмалуулуктун жалпы теориясын түзүү менен Эйнштейн бул теориянын негизинде ошол мезгилде белгилүү болгон өтө маанилүү үч эффектини: гравитациялык кызыл жылышууну (гравитациялык талаада жарыктын спектрлеринин кызыл сызык жагына жылышуусу), Күндүн гравитациялык талаасында жарык нурлары багытын өзгөрткөнүн жана Меркурий планетасынын перигелийинин жылышуусун теория жүзүндө далилдөөгө мүмкүн болорлугун белгилеген.

Фотондор кыймылдуу мезгилдеринде нөлдөн айырмалуу, инерттик массаларга ээ болушат. Күндөн же жылдыздан чыккан жарык нурларын ал нерселер түзгөн гравитациялык талаадан чыгуу үчүн белгилүү денгээлде энергияларын жоготушат. Ал эми жарыктын энергиясынын азайышы анын толкун узундугунун чойоюшуна алып келет. Бул эффект *гравитациялык кызыл жылышуу* деп аталат. Мындай жылышуу Күндөн, ошондой эле жылдыздардан чыккан жарык нурларынын спектрдик сызыктарынан байкалат.

Ошентип, салыштырмалуулуктун жалпы теориясынын тууралыгы жогоруда айтылып кеткен үч эффектинин теориялык алынышынын астрономиялык байкоолор аркылуу далилденүүлөрү менен бекемделет.

Маселелер:

1. Бөлүкчөнүн кинетикалык энергиясы ал бөлүкчө кандай ылдамдыкка ээ болгондо кыймылсыз абалындагы энергиясына барабар болот?

Берилди: $E_k = E_0$, E_0 – бөлүкчөнүн кыймылсыз абалындагы энергиясы.

Табуу керек: v – бөлүкчөнүн ылдамдыгын.

Чыгарылышы: Релятивисттик механикада бөлүкчөнүн кинетикалык энергиясы толук энергия E менен кыймылсыз абалдагы энергиянын E_0 айырмасына барабар $E_k = E - E_0$. Маселенин шарты боюнча $E_k = E_0$, демек $E_0 = E - E_0$, же $E = 2E_0$.

(52.1) жана (52.4) барабардыктары боюнча $E = mc^2$, $E_0 = m_0c^2$,

ал эми $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ (51.1 барабардыгын карагыла). Ошентип

$$\frac{m_0c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = 2m_0c^2, \text{ же } \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{1}{2}, \text{ мындан } v = c \cdot \sqrt{\frac{3}{4}} = 0,866 c.$$

$c = 3 \cdot 10^8$ м/с – жарыктын вакуумундагы ылдамдыгы. Демек, бөлүкчө $v = 2,6 \cdot 10^8$ м/с ылдамдыгына ээ болгондо анын кинетикалык энергиясы кыймылсыз абалдагы энергиясына барабар болот.

2. Эгер стабилдүү эмес бөлүкчө жарык ылдамдыгынын 99% челик ылдамдыгында кыймылда болсо, анын жашоо убактысы канча эсе узарат (кыймылсыз абалдагы байкоочунун сааты боюнча)?

Берилди: $v = 99\% c$; v – бөлүкчөнүн ылдамдыгы.

Табуу керек: Бөлүкчөнүн жашоо убактысынын узарышын.

Чыгарылышы: Алгач жарык ылдамдыгынын 99% канча болорун табабыз: $v = 0,99 \cdot 300000$ км/с = 297000 км/с.

Эми $dt' = dt \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ барабардыгын колдонсок,

$$dt' = dt \sqrt{1 - \left(\frac{297000}{300000}\right)^2} = dt \sqrt{1 - 0,98} = 0,14dt \text{ же } dt = 7,1dt'. \text{ Бөлүк-}$$

чөнүн жашоо убактысы 7,1 эсе узарат.

3. Кубаттуу ылдамдаткычта электрондун ылдамдыгы $v = 0,999999955 c$ жетет. Ушул ылдамдыкка ээ болгон электрондун массасы эмнеге барабар?

Берилди: $v = 0,999999955$ с – электрондун ылдамдыгы;
 $m_0 = 9,109534 \cdot 10^{-31}$ кг – электродун кыймылсыз абалдагы массасы.

Табуу керек: $m = ?$ – электрондун кыймылдагы массасын.

Чыгарылышы: (51.1) – формуласын колдонсок

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - (0,999999955)^2}} = \frac{m_0}{\sqrt{0,00000009}} = \frac{m_0}{0,0003} \approx 3333m_0$$

($m = 3333 \cdot 9,109534 \cdot 10^{-31}$ кг = $30362 \cdot 10^{-31}$ кг.) Ошентип, электрондун кыймылдагы массасы кыймылсыз абалдагысынан 3333 эсеге оор болот.

4. 20 жаштагы А жана В эгиздердин бирөө (В) Арктур жылдызына космос ракета с менен $v = 0,99$ с ылдамдыкта саякатка чыкты дейли. Ал эми Арктур жылдызына чейинки аралык 40 жарык жылына барабар. Эгиздин түгөйү В саякатын аяктап Жерге кайра келгенде эгиздер А жана В канча жашта болушат?

Берилди: $v = 0,99$ с – космикалык ракетанын ылдамдыгы; $l = 40$ жарык жылы – Арктур жылдызына чейинки аралык.

Табуу керек: А жана В эгиздердин жаштарын.

Чыгарылышы: А нын, көз карашы боюнча В нын саякатына, жарыктын Арктурга барып кайра келгенине (80 жылга) караганда 1% ке, б.а. 0,8 жыл ашыкча талап кылынат. Демек, В нын толук саякатынын мезгилинде А $20 + (80 + 0,8) = 100,8$ жашка чыгат.

Ал эми космикалык кораблдеги саат $t' = t \sqrt{1 - v^2 / c^2}$ эсе акырын жүрөт: $t' = 80,8 \cdot \sqrt{1 - 0,99^2} = 80,8 \cdot 0,141 = 11,4$

жыл. Саякаттын аягында эгиздин түгөйү В $20 + 11,4 = 31,4$ жашка чыгат. Ошентип, саякатта болуп кайткан эгиздин түгөйү В Жерде калган А түгөйүнөн $100,8 - 31,4 = 69,4$ жашка кичүү болуп калат.

5. Кыймылдагы электрон кандай ылдамдыкка ээ болгондо анын массасы кыймылсыз абалдагы массынан төрт эсе чоң болот?

Берилди: $m = 4m_0$ – электрондун кыймылдуу абалындагы массасы.

Табуу керек: v – электрондун ылдамдыгын.

Чыгарылышы: Электрондун кыймылсыз абалдагы массасы (m_0) менен анын кыймылдуу учурундагы массасынын ортосундагы

байланыш $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ барабардыгы менен туюнтулат. Маселе-

нин шарты боюнча $m = 4m_0$, демек $4 = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$. Мындан $16 = \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}}$

же $v = \sqrt{\frac{15}{16}} c \approx 0,968 c$. Электрон $v = 0,968 c$ ылдамдыгына ээ болгондо массасы кыймылсыз абалдагысынан төрт эсе чоң болот.

Көнүгүүлөр:

1. Кыймылдын ылдамдыгы 240000 км/с болсо сааттын жүрүшү канча эсеге акырындайт?

Жообу: 1,67 эсе.

2. Ракетага бойлото узундугу бир метр болгон өзөкчө коюлган. Эгер ракетанын ылдамдыгы $v = 0,8 c$ болсо, кыймылсыз эсептөө системасындагы байкоочу үчүн өзөкчөнүн узундугу кандай болот?

Жообу: 60 см.

3. Жерге карата 225000 км/с ылдамдыкта учкан фотондук ракетлага ылдамдаткыч орнотулган. Ал ылдамдаткычтан ракетанын кыймыл багыты боюнча 240000 км/с ылдамдыкка ээ болгон электрондор учурулат. Жердеги байкоочу үчүн электрондордун ылдамдыктары эмнеге барабар?

Жообу: 290625 км/с .

4. Берилиштери 3-көнүгүүдөгүдөй. Ракета менен электрондордун кыймылдары карама-каршы багыттагы учурун карагыла?

Жообу: -37500 км/с .

5. Протондун релятивисттик массасы α – бөлүкчөсүнүн кыймылсыз абалдагы массасына барабар болуш үчүн протон кандай ылдамдыкта учушу керек? (α – бөлүкчөсүнүн кыймылсыз абалдагы массасы протондун кыймылсыз абалдагы массасынан төрт эсе чоң).

Жообу: $v = 0,968 c = 291000 \text{ км/с}$.

6. Электрон $v = 0,75 c$ ылдамдыгы менен кыймылда болсо, анын кинетикалык энергиясы эмнеге барабар? Электрондун кыймылсыз абалдагы массасы $9 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$.

Жообу: $E_k = 4 \cdot 10^{-14} \text{ Дж}$.

7. Релятивисттик бөлүкчөнүн импульсун p анын кинетикалык энергиясы E_k аркылуу туюнткула.

Жообу: $p = \frac{1}{c} \sqrt{E_k (E_k + 2m_0 c^2)}$.

8. Бөлүкчөнүн ылдамдыгын v анын импульсу p аркылуу туюнткула.

$$\text{Жообу: } v = \frac{pc}{\sqrt{p^2 + m_0^2 c^2}}.$$

9. Массасы m болгон бөлүкчө E энергияга ээ. Бөлүкчөнүн ылдамдыгын тапкыла.

$$\text{Жообу: } v = c \sqrt{1 - \frac{E_0^2}{E^2}}; \quad E_0 = m_0 c^2.$$

10. Бөлүкчөнүн кыймылсыз абалдагы массасы m_0 . Анын ылдамдыгын кинетикалык энергия E_k аркылуу туюнткула.

$$\text{Жообу: } v = c \sqrt{1 - \left(\frac{m_0 c^2}{m_0 c^2 + E_k} \right)^2}.$$

11. Кыймылдагы нерсе узуну боюнча эки эсе кыскарыш үчүн ал кандай ылдамдыкка ээ болуусу керек?

$$\text{Жообу: } v = 0,87 c \text{ же, } v = 2,6 \cdot 10^8 \text{ м/с.}$$

12. Лоренцтин өзгөртүп түзүүсүн жазып, $v \ll c$ учуру үчүн кандай түргө келерин аныктагыла.

$$\text{Жообу: } x = x' + vt, \quad y = y', \quad z = z', \quad t = t'.$$

13. Сызгыч жана саат космос кораблдин ичине жайгашкан. Космонавт сызгычтын узундугун өлчөсө l_0 , ал эми эки окуянын ортосундагы убакыт аралыгы t_0 болгон. Жердеги байкоочу үчүн сызгычтын узундугу l жана эки окуянын ортосундагы убакыт t кандай өзгөрөт?

$$\text{Жообу: } l < l_0, \quad t > t_0.$$

14. Кыймылсыз массасы $m_0 = 1 \text{ г}$ болгон бөлүкчө $v = 0,9 c$ ылдамдыгы менен кыймылдайт. Кыймылдагы бөлүкчөнүн массасын m аныктагыла.

$$\text{Жообу: } m \approx 2,2 \text{ г.}$$

15. Массасы $m = 1 \text{ кг}$ болгон нерсенин толук энергиясын аныктагыла.

$$\text{Жообу: } E = 9 \cdot 10^{16} \text{ Дж.}$$

9-ГЛАВА

АТОМДУК ФИЗИКА

§ 56. Атомдун ядролук модели. Резерфорддун тажрыйбасы

Атомдун бүтүндөй бардык он заряддары ядрого – атомдун бүткүл көлөмүнө салыштырганда өтө эле кичине көлөмгө топтошулган деп эсептелинген атомдун түзүлүшү ядролук (планетардык) модель деп аталат. Химиялык элементтердин атомунун ядролору он заряддалган *протондордон* жана электр зарядына ээ болбогон *нейтрондордон* турат. Мисалы, оор суутектин атомунун ядросун бир протон, бир нейтрон түзүп, ядронун айланасында бир электрон кыймылда болот. Протондун заряды абсолюттук чондугу боюнча электрондун зарядына барабар. Ядронун сызыктуу өлчөмү болжол менен $10^{-15} - 10^{-14}$ м тартипте түзөт. Ал эми сызыктуу өлчөмү болжол менен 10^{-10} м болгон атомдун калган бөлүгүн терс заряддалган электрондор ээлейт жана электрондордун терс заряддарынын абсолюттук суммасынын мааниси ядронун он зарядына барабар келип, атомдун нейтралдуулугун камсыз кылат. Ядродогу протондордун саны электрондордун санына барабар болуп, Менделеевдин мезгилдүү системасындагы каралып жаткан химиялык элементтин атомунун катар номери (атомдук номери) Z менен дал келет. Атомдун бардык массасы, иш жүзүндө, анын ядросуна топтолгон. Ядрого жакын аралыкта кыймылда болушкан электрондордун массасы ядродогу нуклондордун (протондор менен нейтрондордун) массаларына караганда эн эле кичине. Ядродогу нейтрондордун саны N аркылуу белгиленет. Бардык ядролор (суутектен, гелийден башкасы) үчүн $N \geq Z$. Менделеевдин мезгилдүү системасынын биринчи жарымындагы жеңил ядролор үчүн $N/Z \approx 1$. Ал эми мезгилдүү системанын аягына жайгашкан химиялык элементтердин атомдорунун ядролорунда нейтрондор көптүк кылат – алар үчүн $N/Z \approx 1,6$.

Атомдун ядролук модели англиялык улуу физик Э. Резерфорддун тажрыйбаларынын натыйжасы болуп эсептелет. Ал α – бөлүкчөлөрүнүн агымынын алтындан жасалган өтө жука пластинка (фольга) аркылуу өтүшүн изилдеген. Урандын ядросунан

чыккан альфа-бөлүкчөлөрдүн ар бири $4,05 \text{ МэВ}$ энергияга ээ болушкан. Ушундай бөлүкчөлөрдүн жардамы менен Резерфорд жука металл пластинкаларын «аткылоо» аркылуу α – бөлүкчөлөрдүн заттын ичиндеги чачыроосун изилдеген. Резерфорддун тажрыйбасынын жөнөкөй түрдөгү түзүлүшү 67-сүрөттө берилген. α – бөлүкчөлөрү B булагынан чыгат. Ал булак α – бөлүкчөлөрү учуп чыгууга ылайыкталып жасалган K каналдуу ичи көндөй коргошунга жайгашкан. Канал аркылуу кыймылда болбогон



67-сүрөт.

башка баардык α – бөлүкчөлөрү коргошун тарабынан жутулуп алынат. α – бөлүкчөлөрүнүн ичке агымы гана алтындан жасалган Φ фольганын бетине түз келип түшөт.

Фольга аркылуу өткөндө, анын ичинде чачыроого дуушар болгон α – бөлүкчөлөрү \mathcal{E} экранына түшүп анда жарк этүүлөрдү пайда кылат. Экран болсо ага бөлүкчөлөр келип урунганда жарк этүүнү камсыз кылуучу зат менен капталган. Абада α – бөлүкчөлөрүнүн кошумча чачыроолору болбос үчүн фольга менен экрандын ортосундагы мейкиндикте жетишээрлик деңгээлде вакуумдук абал түзүлгөн. Мындай түрдө түзүлгөн курал (прибор) 150° ка дейре чачыроочу – бөлүкчөлөрдү байкоого мүмкүндүк берген.

Резерфорддун тажрыйбалары фольга аркылуу өткөн α – бөлүкчөлөрүнүн дээрлик бардыгы өздөрүнүн баштапкы кыймыл багыттарын сактагандыгын, же болбосо эң эле кичине бурчка кыйшайгандыгын көргөзгөн. α – бөлүкчөлөрүнүн айрымдары гана $135-150^\circ$ тартибиндеги чоң бурчтарга кыйшайышкан.

Резерфорддун тажрыйбаларынын жыйынтыктары жогоруда айтылган атомдун ядролук моделинин ишенимдүү далили болуп эсептелет. Аны төмөнкү көрүнүштөр аркылуу түшүндүрсөк болот.

α – бөлүкчөлөрү атомдун электрондук катмарлары аркылуу өткөндө өздөрүнүн баштапкы багыттарын анчалык деле белгилүү өлчөмдө өзгөртпөөлөрү керек. Электрондун массасы α – бөлүкчөлөрүнүн массасынан өтө эле кичине, ал эми баардык электрондордун терс заряддары электрондук катмарлардын бүткүл көлөмү боюнча жайланышкан. Өзүнүн кыймыл жолунда затта-



Резерфорд Эрнест (1871–1937) – англис физиги, ядролук физиканын негиздөөчүсү. Анын илимий изилдөө иштери радиоактивдүүлүккө, атомдук жана ядролук физикага арналган. Бул тармактар боюнча алынган өзүнүн фундаменталдуу ачылыштары менен бүгүнкү күндөгү радиоактивдүүлүк жана атомдун түзүлүшү теориясы жөнүндөгү илимге негиз салган. 1899-жылы альфа- жана бета – нурларын ачкан, 1900-жылы жарым ажыроо мезгили жөнүндө түшүнүк киргизген. 1902–1903-жылдары англис физиги жана химиги Ф. Содди менен бирдикте радиоактивдүү ажыроонун теориясын иштеп чыккан жана радиоактивдүү айлануулардын законун түзгөн. Ал эми

1903-жылы альфа – нурлары оң заряддалган бөлүкчөлөрдөн турарын далилдеген. Резерфорд тарабынан жүргүзүлгөн тажрыйбалар фундаменталдуулук мүнөзгө ээ болуу менен дааналыгы жана тактыгы боюнча айырмаланып турган.

гы электрондорго туш болгондо α – бөлүкчөлөрү, иш жүзүндө алардан чачырашпайт. Ядронун бетине жакын аралыктан өткөн гана аз сандагы α – бөлүкчөлөрү багытын кескин өзгөртүүгө мажбур болушат. Анткени $+2e$ зарядына ээ болгон, оң заряддалган α – бөлүкчөсү ядрого чейинки r кичине аралыгында ядро тарабынан таасир эткен бир кыйла чоң F (кулондук) күчүнө дуушар болот:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(+2eZe)}{r^2}. \quad (56.1)$$

e – протондун оң заряды, Z – ядродогу протондордун саны, ϵ_0 – электрдик турактуулук (56.1) формуласы СИ бирдигинде жазылды). Эгер массасы m болгон α – бөлүкчөсү Ze заряддуу ядрону көздөй учса, анда α -бөлүкчөсү менен ядронун ортолорундагы эн кыска (минималдуу) аралык r_{\min} төмөнкү шарттан аныкталат:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(2e)(Ze)}{r_{\min}} \quad (56.2)$$

r_{\min} аралыгында α -бөлүкчөсүнүн кинетикалык энергиясы ядро менен α -бөлүкчөсүнүн электростатикалык түртүлүү потенциалдык энергиясына өтүп кетет. Мына ушул (56.2) барабардыгынан атомдун ядросунун ээлеген сызыктуу өлчөмү ($r_{\min} \approx 10^{-14} - 10^{-15}$ м) аныкталат.

Резерфорд белгилүү θ бурчуна чачыраган α – бөлүкчөлөрдүн саны менен α -бөлүкчөлөрүнүн энергиясы жана ядродогу протон-

дордун Z санын байланыштырган формуланы да алган. Алынган формуланын тууралыгы Резерфорддун тажрыйбасы аркылуу текшерилген. Ошондой эле бул тажрыйба ядродогу протондордун саны Z химиялык элементтин атомдук номери менен дал келерлигин көргөзгөн. Атомдогу протондордун санынын химиялык элементтин атомдук номери менен дал келиши, атомдун ядролук моделинин атомдун чыныгы түзүлүшүнө туура келүүсүнүн маанилүү далили болуп эсептелет.

- ? 1. Атом ядросу кайсы бөлүкчөлөрдөн турат?
2. Резерфорддун тажрыйбасы жөнүндө түшүнүк бергиле.
3. Ядрого жакын кичине аралыкта α – бөлүкчөсүнө кандай күч таасир этет?
4. Ядро менен α – бөлүкчөсүнүн ортолорундагы минималдуу аралык кандай шарттан аныкталат?

§ 57. Бордун кванттык постулаттары

Өткөн параграфта атом оң заряддалган оор ядродон жана анын айланасындагы электрондордон турарын көрдүк. Классикалык механика боюнча мындай система электрондор ядронун айланасында кандайдыр бир белгилүү орбита боюнча кыймылдап айлануу кыймыл жасаган учурда гана тең салмактуулук абалда боло алат. Ал эми классикалык электр-динамика боюнча мындай атом тең салмаксыздык абалда болушу мүмкүн. Анткени электрондор айлана боюнча ылдамдануу менен кыймылда болгон учурда энергияны электр-магниттик толкундар түрүндө чыгарып туруулары керек. Ушуга байланыштуу натыйжада акырындап электрондор ядрого кулап түшмөк. Ошону менен катар эле, мындай шартта, нурдануу жыштыгы да үзгүлтүксүз өзгөрүп турмак. Демек, бири биринен кескин айырмаланган атомдук спектралдык сызыктардын ордуна туташ спектр алмакпыз. Чындыгында мындай көрүнүштүн байкалбагандыгы атомдордун бири биринен кескин айырмаланган спектралдык сызыктуу спектрди чыгарып туруусун, алардын туруктуу экендигин көргөзөт. Бул болсо классикалык электр-динамикага туура келбестикти билдирет.

Классикалык физиканын алдындагы мындай кыйынчылыктардын айрым учурларын чечүүдө даниялык физик Н. Бордун суутек атому жөнүндөгү теориясы чоң мааниге ээ болгон. Бул теория бардык атомдук системага да жайылтылган. Бордун теориясы боюнча классикалык физиканын закондору микродүйнөдөгү кубулуштарга колдонууга жараксыз. Бор тарабынан сунуш кылынган теориянын негизин Резерфорддун атом жөнүндөгү моделинен келип чыккан эки постулат түзөт.



Бор Нильс (1885–1962) даниялык физик, азыркы мезгилдеги физиканы түзүүчүлөрдүн бири. Атомдун алгачкы кванттык теориясын түзгөн. Квант механикасын негиздөөдө зор салым кошкон. Бор классикалык түшүнүккө жана анын закондоруна түздөн-түз карама-каршы келген эки постулатынын негизинде суутектин атомуна окшош атомдун теориясын түзгөн. Атомдун түзүлүшүн изилдөөдөгү эмгеги үчүн 1922-ж. Нобель сыйлыгына татыктуу болгон. Физиктердин интернационалдык чоң мектебин түзгөн.

1-постулат. *Атомдор (ошондой эле атомдук системалар), алардын курамына кирген электрондордун кыймылда болуусуна карабастан узак убакытка чейин белгилүү бир стационардык абалда гана боло алышат жана алар энергияны нурдантишпайт жана жутушпайт.*

Андагы электрондордун кыймылдашына карабастан стационардык абалдарда атом электр-магниттик толкундарды нурдантипайт. Ар бир стационардык абалдарга атомдун белгилүү E_n энергиясы туура келет. Электрондор атомдун стационардык абалдарына туура келүүчү стационардык орбиталар боюнча кыймылда болушат. Электрондор ылдамдануу менен кыймылда болушса да электр-магниттик толкундарды нурдантишпайт. Ал эми электродинамиканын теориясы боюнча ылдамдануу менен кыймылда болуучу электр заряддары дайыма электромагниттик толкундарды нурдантишат.

2-постулат. *Бир стационардык абалдан экинчисине өткөн атомдор жарык кванттары түрүндө абалдардын энергияларынын айырмасына барабар энергияны нурдантишат жана жутушат.*

$$\hbar\omega = E_m - E_n, \quad \omega = \frac{E_m - E_n}{\hbar}, \quad (E_m > E_n) \quad (57.1)$$

Демек, электрондор бир стационардык абалдан экинчисине өткөндө гана атомдор электр-магниттик толкундарды нурдантишат же жутушат. $E_m > E_n$ учуру нурдантууга туура келет жана Бордун жыштык жөнүндөгү шарты деп аталат. Эгер $E_m < E_n$ болсо фотондор жутулат.

Жогорудагы эки постулат тең классикалык электродинамиканын талаптарына түздөн түз карама каршы келет. Анткени биринчи постулат боюнча электрондор ылдамдатылган кыймылда (туюк орбита боюнча айланууда) болушса да атомдор нур-

дантышпайт. Ал эми экинчи постулат боюнча нурдантуунун жыштыгы электрондордун мезгилдүү кыймылдарынын жыштыгы менен эч кандай байланышы жок.

Ошентип даниялык физик Н. Бор 1913-жылы атом теориясына биринчи жолу кванттык моделди, башкача айтканда атомдун планетардык түзүлүшүн киргизген.

Бордун кванттык постулаттары немец физиктери Дж. Франк (1882–1964) менен Густав Герцтин (1887–1975) тажрыйбаларында түздөн түз эксперименттик далилдөөлөргө ээ болгон.

Аталган тажрыйбаларда суюлтулган газдын атомдору же молекулалары жай кыймылдагы электрондор менен аткыланган. Бул учурда электрондордун урунганга чейинки жана андан кийинки ылдамдыктары изилденген. Эгер урунуу серпилгичтүү болсо, анда урунуудан кийинки ылдамдык өзгөргөн эмес. Ал эми серпилгичтүү эмес урунуулар болсо электрондордун бөлүгү өздөрүнүн энергияларын урунган атомдорго берүү менен ылдамдыктарын өзгөрткөн.

Франк менен Герцтин тажрыйбаларынан төмөндөгүдөй жыйынтыктар алынган:

1. Электрондордун ылдамдыктары критикалык ылдамдыктан кичине болсо, урунуу серпилгичтүү болуп, электрондор энергияларын атомдорго бербей, андан ыргып кетүү менен болгону ылдамдыгынын багыты гана өзгөргөн.
2. Электрондордун ылдамдыктары критикалык ылдамдыкка жетсе, урунуу серпилгичтүү эмес болуп, электрондор өздөрүнүн энергияларын атомдорго өткөрүү менен энергияларын жоготкон. Атомдор мындай учурда чон энергияга мүнөздүү болгон башка стационардык абалга өткөн.

Ошентип, атом серпилгичтүү эмес урунууларда кошумча энергияга ээ болгон. Бул кошумча энергия эки стационардык абалдардагы энергиялардын айырмасына барабар болгон. Тажрыйбадан алынган бул жыйынтыктар Бордун кванттык постулаттарынын толук далили болуп эсептелет.

- ? 1. Бордун теориясынын негизин кайсыл постулаттар түзөт?
2. Бордун теориясын кайсыл эксперименттер далилдейт?
3. Франк менен Герцтин тажрыйбаларынан кандый жыйынтыктар алынган?

§ 58. Атом энергиясынын дискреттик деңгээлдери. Атомдордун жарык квантын жутушу жана чыгарышы

Жүргүзүлгөн бир катар тажрыйбалардын жыйынтыгы атомдор өздөрүнөн нурданууларды порция (квант) түрүндө чыгарат деген тыянакка алып келген.

$$E_n = nh\nu \quad (58.1)$$

Бул учурда мүмкүн болгон энергиянын маанилери үзгүлтүксүз ырааттуулукту эмес, дискреттүү катарды түзгөн ($n=1,2,3,\dots$).

Мындан Н. Бор атомдордун энергиясы үзгүлтүксүз өзгөрүүсү мүмкүн эместиги жана атомдун мүмкүн болуучу абалдары дискреттүү ырааттуулукту түзсө, бул абалдардагы атомдун энергиясы дискреттүү катарды түзөт деп жыйынтык чыгарган.

$$E_1, E_2, E_3, \dots, E_n, \dots \quad (58.2)$$

Атом бул абалдардын биринде болуу менен нурду чыгарбайт да жутпайт, анын энергиясы өзгөрбөйт. Атомдун абалынын өзгөрүүсү мүмкүн болуучу бир абалдан экинчисине өтүү түрүндө жүрүшү мүмкүн.

Бордун экинчи постулаты боюнча атом бир стационардык абалдан экинчисине өткөндө жарык квантын чыгарат же жутат. Электрон башкы квант саны чоң орбитадан башкы квант саны кичине орбитага өтсө, атом өзүнөн бир квант электр-магниттик энергияны нурдантат. Ал эми электрон тескерисинче башкы квант саны кичине орбитадан башкы квант саны чоң орбитага өтсө бир квант электр-магниттик энергияны жутат.

Атомдогу электрондун энергиясы башкы квант санынан n көз карандылыкта болот. Атомдогу электрондун энергетикалык денгээлдерин аныктоочу бүтүн сан башкы квант саны деп аталат. $n=1$ болгон энергетикалык денгээл негизги энергетикалык абал (атомдун нормалдуу абалы) болуп эсептелет. Ал эми $n > 1$ болгон кездеги энергетикалык денгээл дүүлүккөн энергетикалык абалдар деп аталат.

Фотондун энергиясы атомдун эки стационардык абалдарындагы энергияларынын айырмасына барабар:

$$h\nu = E_m - E_n, \quad (85.3)$$

мында ν_{mn} – атом чыгарган же жуткан нурдун жыштыгы, h – Планктын универсалдуу турактуулугу, $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с. Эгер $E_m > E_n$ болсо, анда фотон нурдантылат, ал эми $E_m < E_n$ болсо фотон жутулат.

Атомдор өздөрү чыгара алган спектралдык сызыктарды гана жута алат. Ошентип Бордун экинчи постулаты жарыктын жутулушу менен чыгарылышынын кванттык мүнөзүнүн андан аркы өркүндөтүлүшүнүн негизин түзгөн.

- ? 1. Атом кайсыл учурда өзүнөн жарык квантын чыгарат жана жутат?
 2. Башкы квант саны деп эмнени айтабыз?
 3. Фотондун энергиясы эмнеге барабар?

§ 59. Спектрлер жөнүндө түшүнүк

Кандайдыр бир заттын нурдантуусуна кирген жыштыктардын (же толкун узундуктарынын) жыйындысы бул заттын *нурдантуу спектри* деп аталат. Ал эми каралып жаткан зат тарабынан жутулуучу жыштыктардын (же толкун узундуктарынын) жыйындысы анын *жутулуу спектри* деп аталат.

Ар кандай заттардын нурдантуу спектрдик курамы ар башка болот. Бирок ошого карабастан бардык спектрлер, жүргүзүлгөн тажрыйбалар көргөзгөндөй бири биринен өтө айырмаланган: *сызыктуу, тилкелүү жана үзгүлтүксүз* (туташ) болуп үч түрдөгү спектрлерге бөлүнөт.

Кызытылып жаркырап туруучу газдар (суюлтулган) атомардык (атомдордон гана турган) абалдарында нурдантуунун *сызыктуу спектрлерин* берет. Мындай спектрлер айрым түрдөгү спектрдик сызыктардан турат. Спектралдык сызыктар белгилүү интенсивдүүлүккө ээ болушуп, бири биринен кара тилкелер аркылуу бөлүнүп турушат. Каралып жаткан химиялык элементтин өзүнчө бөлүнгөн атомдору, ушул химиялык элементке гана тиешелүү болгон белгилүү спектрдик сызыктардын тобун нурдантат. Мисалы, натрийдин атомдорунун жаркыраган буусунун (вакуумда) спектринен башка сызыктардын арасынан эки ачык сары сызыкты көрүүгө болот. Ал сары сызыктардын толкун узундуктары 5896 жана 5890 Å барабар ($1 \text{ Å} \text{ ангстрем} = 10^{-10} \text{ м}$).

Буу менен газдардын сызыктуу спектрлерин аларды чырактын жалынына ысытуу жолу менен алууга болот. Ушундай эле жол менен кадимки шартта катуу абалдагы заттардан да сызыктуу спектрлерди ала алабыз. Ал үчүн катуу заттын майда бөлүгүн жалынга кармоо жетиштүү. Жалынга бууланган зат сызыктуу спектрди берет. Спектралдык сызыктарды көпчүлүк учурларда *эмиссиондук* сызыктар деп да аташат.

Ар кандай заттардын сызыктуу спектрлерин талдап (анализдеп) изилдөө, ар бир химиялык элемент башка элементтердин спектрлери менен дал келбей турган өзүнчө сызыктуу спектрлерди берерин көргөзгөн. Химиялык элементтердин сызыктуу спектрлери түстөрү, спектрлердин жайланыштары жана айрым жаркыроочу сызыктарынын саны менен айырмаланышат. Ар бир химиялык элементке мүнөздүү болгон сызыктар спектрдин көзгө көрүнүүчү бөлүгүндө гана пайда болбостон, ошондой эле спектрдин инфракызыл жана ультракызгылт-көк бөлүктөрүндө да пайда болот. Сызыктуу спектрлерди изилдөө эң алгач немец окумуштуулары Г. Кирхгоф (1824–1887) жана Р. Бунзен (1811–1899) тарабынан 1854–1859-жылдары жүргүзүлгөн.

Сызыктуу спектрлер химиялык элементтердин молекула менен байланышпаган атомдорунун нурдантуусунан пайда болот. Бул нурдануу атомдордун ичинде жүрүүчү процесстерге байланыштуу. Сызыктуу спектрлерди изилдөө ар кандай химиялык элементтердин атомдорунун электрондук катмарларынын (оболочкаларынын) түзүлүшүн билүүгө мүмкүндүк берген.

Тилкелүү спектрлер ортолору кара аралык менен бөлүнгөн бир катар ак жарык тилкелерден турат. Тилкелүү спектрлер молекулалардын нурдантуусунан пайда болот. Молекулярдык спектрлердин тилкелери электр-магниттик толкундардын инфракызыл, көзгө көрүнүүчү жана ультракызгылт-көк диапозонунан көрүнөт. Молекулярдык спектрдеги спектралдык сызыктар, атомдордогу спектрлер сыяктуу эле, молекулалардын энергияларынын өзгөрүүсүнөн келип чыгат.

Ысытылган катуу нерселер (телолор) жана жаркырап туруучу суюктуктар *үзгүлтүксүз (туташ) спектрлерди* нурдантишат. Үзгүлтүксүз спектрлер жыштыктардын (же толкун узундуктарынын) биринен бирине акырындык менен өтүп кетүүчү үзгүлтүксүз ирээттүүлүгү болуп эсептелет. Үзгүлтүксүз спектрлердин мисалы катары энергиясы үзгүлтүксүз жайланышкан абсолюттук кара телонун нурдантуу спектрин алсак болот. Күндүн жаркырап турган бети – фотосфера да үзгүлтүксүз спектрди чыгарат.

- ? 1. Спектрлер кандай түрлөргө бөлүнөт?
2. Сызыктуу спектрлерге түшүнүк бергиле.
3. Тилкелүү спектрлер жөнүндө түшүнүк.
4. Үзгүлтүксүз спектрлерге түшүнүк бергиле.

§ 60. Жарыктын корпускулалык – толкундук жаратылышы

Немец физик-теоретиги М. Планк 1901-жылы абсолюттук кара телонун спектри, эгер нурдантуу үзгүлтүксүз эмес, порция түрүндө чыгарылса жана жутулса гана түшүндүрүүгө мүмкүн экендигин көргөзгөн. Бул учурда нурданган ар бир порциянын энергиясы E термелүүнүн жыштыгы ν менен төмөндөгүдөй байланышта болот.

$$E_{\phi} = h\nu, \quad (60.1)$$

мында $h=6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж · сек – Планктын универсалдуу турактуулугу. Ал эми 1905-жылы А. Эйнштейн жарык бөлүкчөлөрү – «фотондор» жөнүндө түшүнүк киргизүү менен фотоэффекттин закон ченемдүүлүгүн түшүндүргөн. Фотондордун энергиясы (61.1)

Планк Макс (1858-1947) – немец физик-теоретиги, квант теориясын – элементардык бөлүкчөлөрдүн кыймыл закон ченемдүүлүктөрүн негиздөөчүлөрдөн. Планктын турактуулугу квант теориясындагы универсалдуу турактуу болуп эсептелет. Квант теориясын түзүүдөгү зор эмгеги үчүн 1918-ж. Нобель сыйлыгына татыктуу болгон. Салыштырмалуулук теориясы боюнча да илимий эмгектерди жараткан. Релятивисттик механиканын «салыштырмалуулук теориясы» деп аталып калышы да Планкка байланыштуу.



формуласы аркылуу аныкталса, массасы жана импульсу төмөнкүгө барабар болгон

$$m_{\Phi} = \frac{E_{\Phi}}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{\lambda c}, \quad p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \quad (60.2)$$

Планк менен Эйнштейндин илимий иштери квант физикасынын өнүгүшүнүн башталышы болуп эсептелет. Бир кыйла изилдөөлөрдүн жыйынтыгы жарыктын бүгүнкү күндөгү корпускулалык-толкундук жаратылышы жөнүндөгү түшүнүккө алып келди. (60.1) жана (60.2) формулалары нурдантуунун корпускулалык мүнөздөмөлөрү болгон кванттын – фотондун массасын, импульсун жана энергиясын толкундук касиетти мүнөздөөчү термелүүнүн жыштыгы жана толкун узундугу менен байланыштырып турат. Мына ушундан жарыктын корпускулалык-толкундук жаратылышы көрүнүүдө. Бир жагынан жарык толкундук касиетке ээ: интерференция, дифракция жана поляризация кубулуштары орун алат; экинчи жагынан жарык фотондордун агымы болуп эсептелет. Жыштык ν кичине болсо, жарыкта толкундук касиет көбүрөөк ролду ойнойт, ал эми ν чоң болсо, жарыктын кванттык касиети үстөмдүк кылат. Жарыктын корпускулалык жана толкундук касиеттеринин ортосунда өз ара байланыштары бар. Бул байланыш жарыктын бир тектүү эмес чөйрөдө таралышында байкалат. Мисалы, жарык кичине жылчык аркылуу өтүп, экранда дифракциялык максимум жана минимумдардын байкалышы фотондордун зат (жылчык) менен өз ара аракеттенүүсүнүн натыйжасы болуп эсептелет. Бул учурда фотондор мейкиндикте ар кандай тыгыздыкта жайланышат. Жарыктын корпускулалык жана толкундук касиеттери бири бирин өз ара толукташат жана жарыктын таралышынын өз ара байланышкан закон ченемдүүлүгүн чагылдырышат.

Жарыктын корпускулалык касиети электр-магниттик нурдануунун энергиясынын, импульсунун жана массасынын өзгөчө бөлүкчөлөргө-фотондорго топтолгондугунда.

Ошентип, жарык өзгөчө бөлүкчөлөрдүн-фотондордун агымы катары каралат. Фотондун тынч абалдагы массасы нөлгө барабар, вакуумда жарык ылдамдыгына барабар болгон c ылдамдыгы менен кыймылдайт.

Фотондордун пайда болуусу (нурдануусу) атомдордун, молекулалардын, иондордун жана атом ядросунун дүүлүккөн энергетикалык абалдарынан кичине энергиялуу абалдарга өтүүсүнө байланыштуу. Ошондой эле фотондор заряддалган бөлүкчөлөр ылдамданууга ээ болгондо, же болбосо тормоздолгондо, айрым бөлүкчөлөр ажыраган кезде нурданышат. Заттар тарабынан жарыктын жутулуу процесси фотондордун өздөрүнүн бүткүл энергияларын заттын бөлүкчөлөрүнө берүүсүнө алып келет.

- ? 1. Нурдануу энергиясы термелүүнүн жыштыгы менен кандай байланышта болот?
2. Фотондун массасы жана импульсу кандай туюнтулат?
3. Жарыктын корпускулалык-толкундук жаратылышта экендигин кантип билебиз.

§ 61. Бөлүкчөлөрдүн корпускулалык-толкундук касиеттери. Де Бройль толкуну

Квант теориясы азыркы кездеги физиканын өнүгүшүндөгү негизги багыттардын бири болуп эсептелет. Квант теориясында микродүйнөдө $10^{-15} - 10^{-10}$ м тартибиндеги аралыктарда жүрүүчү кубулуштардын закон ченемдүүлүктөрү каралат. Мындагы негизги объектилер болуп атомдор, молекулалар, ошондой эле атомдук ядролор жана элементардык бөлүкчөлөр эсептелишет.

Планктын энергиянын кванттуулугу, Эйнштейндин фотондор жөнүндөгү түшүнүктөрү жана француз физиги де Бройлдун (1892-жылы туулган) элементардык бөлүкчөлөрдүн толкундук касиеттери жөнүндөгү идеясы квант теориясынын физикалык негизин түзөт.

Де Бройлдун гипотезасы боюнча жарыктын корпускулалык-толкундук экилик касиеттери жарык бөлүкчөлөрү болгон – фотондор үчүн гана мүнөздүү болбостон, ошондой эле тынч абалында массага ээ болушкан заттардын бөлүкчөлөрү – электрондор, протондор, нейтрондор жана алардын жыйындысы болгон атомдор, молекулалар үчүн да мүнөздүү. Ошондой эле бул гипотеза электр-магниттик талаа үчүн мүнөздүү болгон корпускулалык-

толкундук экилик касиети универсалдуу мүнөзгө ээ экендигин көргөзөт.

Массасы m болгон, v ылдамдыгы менен кыймылда болгон бардык бөлүкчөлөр де Бройль толкун таралуусуна баш ийишет. Де Бройлдук толкундун узундугу λ де Бройль формуласы

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{p},$$

боюнча эсептелет. Мындагы h – Планк турактуулугу, $p = mv$ – кыймылдагы бөлүкчөнүн импульсунун модулу. Бөлүкчөнүн ылдамдыгы v , вакуумдагы жарык ылдамдыгына c жакын болсо, импульс p релятивисттик мааниге ээ болот. Эгер $v \ll c$ болсо, бөлүкчөнүн импульсу кадимки Ньютондун классикалык механикасындагыдай эле эсептелет. Де Бройль формуласы башка түрдө да жазылат:

$$\vec{p} = \frac{h}{2\pi} \vec{k} = \hbar \vec{k}.$$

Мындагы $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{n}$ – толкундук вектор, \vec{n} – толкундун таралуу

багытына дал келген бирдик вектору, $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с.

Де Бройль толкундары электр-магниттик толкундар болуп эсептелбейт жана классикалык физикада окулган толкундардын бардык түрү менен окшоштугу жок. Де Бройль формуласы квант теориясынын негизги фундаменталдуу катыштарынын бири болуп эсептелет.

Де Бройлдун гипотезасы бир катар жүргүзүлгөн тажрыйбаларда эксперименталдык далилдөөлөргө ээ болгон. Америкалык физиктер К. Дж. Девиссон (1881–1958) жана Л. Х. Джермер (1896–1971) 1927-жылы тажрыйба жүзүндө никел монокристаллында электрондордун чачыроосун изилдөө аркылуу де Бройль толкун узундугун аныкташып, де Бройль формуласынын тууралыгын далилдешкен. Жука катмардагы (калыңдыгы 10^{-7} м тартибиндеги) металл аркылуу электрондордун агымын өткөрүү жолу менен да дифракциялык кубулушту байкоого болот. Тажрыйба жүзүндө атом ядросунун курамына кирген бөлүкчөлөрдүн – нейтрондордун да дифракция кубулушуна ээ болорлугу байкалган. Нейтралдуу атомдор жана молекулалар комнаталык температура кезинде, бул бөлүкчөлөргө туура келүүчү де Бройлдук толкун узундуктары $\lambda \approx 10^{-10}$ тартибиндеги чондуктагы ылдамдыктар менен кыймылда болушат. Бул болсо атомдор жана молекулалар кристаллдардын бетинен чагылган кезде алардын (атомдор

менен молекулалардын) толкундук касиетке ээ болорлугун байкоого мүмкүндүк берет.

Де Бройлдук толкундар кыймылдагы каалагандай бөлүкчөлөр менен байланыштуу. Бул бөлүкчөлөр заряддалганбы же нейтралдуубу андан көз каранды эмес. Мындай түрдөгү толкундар классикалык физикада белгилүү болгон бардык толкундардан олуттуу айырмачылыкка ээ. Микробөлүкчөнүн кыймылы менен байланышкан толкун де Бройль толкуну деп аталат. Де Бройлдук толкундар кандайдыр бир толкун булагынан чыгарылбайт.

Толкундук касиеттер кыймылдагы микроскопикалык бөлүкчөлөрдөн гана байкалат. Мындай бөлүкчөлөрдүн массалары элементардык бөлүкчөлөрдүн массаларынын чондугуна бир катар тартипте теңдеш болуулары керек. Толкундук касиеттер тобу менен кыймылда болуучу бөлүкчөлөргө гана тиешелүү эмес, ошондой эле бул касиеттер жалгыз кыймылда болуучу бөлүкчөлөргө да мүнөздүү. Тажрыйба жүзүндө россиялык физик Л. А. Фабрикант (1907-жылы туулган) 1949-жылы Биберман жана Сушкин менен бирдикте кристаллга бирден жиберилген электрондордон дифракция кубулушун байкаган. Бул болсо мейкиндиктин берилген чекитиндеги де Бройль толкунунун амплитудасынын квадраты бир бөлүкчө үчүн да бул чекитте бөлүкчөнүн болуу мүмкүндүгүнүн чени болорлугун билдирет.

1. Де Бройлдун гипотезасында эмне жөнүндө айтылат?
2. Де Бройлдук толкун узундугу кандай туюнтулат?
3. Де Бройлдун гипотезасы кандай тажрыйбалардын негизинде далилденген?
4. Де Бройль толкуну деп кандай толкунду айтабыз?

§ 62. Электрондук микроскоп

Электрондук микроскопто жарык нурунун милдетин электрондордун агымы аткарат. Мындай микроскоп оптикалык микроскопко караганда каралып жаткан объектини чонойтуп көргөзүүдө эбегейсиз зор мүмкүндүктөргө ээ. Электрондук микроскоптун жардамы менен микробөлүкчөлөрдү байкоого жана аларды бир нече эсе чонойтуп (10^6 эсеге дейре) фотографиялоого болот. Мында жарык нурларынын ордуна толук вакуумдук шартында чоң энергияга чейин ылдамдатылган электрондордун тобу колдонулат. Электрондук нурлар толкундук касиетке ээ, анын узундугу

$$\lambda = h/mv \quad (89.1)$$

формуласы менен аныкталат. Мындагы h – Планк турактуулугу, m – электрондун массасы, v – электрондун ылдамдыгы. 50000 вольт чыңалуу кезинде электрондун толкун узундугу $0,05 \text{ \AA}$ барабар болот. Атомдордун ортолорундагы аралык 1 \AA дан чоңдук кылат.

Электрондук микроскоптун өлчөмү оптикалыкка караганда бир кыйла чоң болот. Ал электр чыңалуусун талап кылып, кымбатка турат. Мунун баары анын жогорку денгээлде колдонулушу менен акталат.

Электрондордун де Бройлдук толкун узундуктары каралып жаткан объектинин (микробөлүкчөлөрдүн) өлчөмдөрүнөн көп кичине болуусу керек. Мындай учурда электрондордун тобу геометриялык оптикадагы нурлардын ролун аткарат.

Корпускулалык-нурдук оптикалык куралдын физикалык негизи 1834-жылы ирландиялык математик жана физик У.Р. Гамильтон (1805–1865) тарабынан сунушталган. Электрондук микроскопту түзүүнүн максатка ылайыктуулугу 1924-жылы де Бройль толкуну жөнүндөгү гипотеза сунушталгандан кийин пайда болгон. Ал эми анын техникалык иштелип чыгышы 1926-жылы немец физиги Х. Буш тарабынан иш жүзүнө ашырылган. 1928-жылы немец илимпоздору М. Кнолль жана Э. Руска биринчи магниттик жаркыроочу электрондук микроскопту түзүүгө киришишип, үч жылдан кийин электрондордун тобунун негизинде микробөлүкчөлөрдүн сүрөттөлүшүн алууга жетишишкен. Андан кийинки жылдары (1938-жылы Германияда, 1942-жылы Америкада) биринчи жолу сканерлөө (көрүнүшүн көчүрүү) принцибинде иштей турган электрондук микроскоп курулган. 1960-жылдардын ортосунан баштап аталган микроскоп техникалык жогорку өркүндөтүлүүгө жеткирилип, илимий изилдөө иштерине кеңири колдонула баштаган.

Ынгайлуу шарттарда айрым оор атомдорду сүрөткө тартып алууга болот. Кристаллдык решетканын атомдук тегиздиги сыяктуу мезгилдүү түзүлүштү сүрөткө тартууда 1 \AA дан кичирээк болгон өлчөмдү иш жүзүнө ашырууга мүмкүндүктөр бар. Мындай жогорку чечилишке жетишүү электрондордун өтө кичине де Бройль толкун узундугуна ээ болгондугунун натыйжасы болуп эсептелет.

1 \AA га чейинки мезгилдүү эмес объектилердин сүрөттөлүшүн алууда электрондук микроскоптун чечүүчү жөндөмдүүлүгүн жогорулатуу оор атомдорду гана каттоого эмес женил атомдорду регистрациялоого да мүмкүндүк берет. Мындай чечүүчү жөндөмдүүлүктөгү электрондук микроскопту жасоо үчүн ылдамдатуучу чыңалуусу жогорулатылып, кичине абберрациялуу электрондук линзалар колдонулат.

1. Электрондук микроскоп кандай максатта колдонулат?
2. Электрондук микроскоп жөнүндө кыскача түшүнүк бергиле.

§ 63. Аныксыздык катыштары

Электрон атомдо кыймылда болгон кезинде аныксыздык катышы электрондун траекториясы жөнүндөгү классикалык түшүнүккө олуттуу өзгөртүүлөрдү киргизет. Ошого байланыштуу атомдук физикага түшүнүк берүүдө аныксыздык катышына токтолуп өтүү максатка ылайыктуу.

Атомдордун түзүлүшүнүн азыркы кездеги теориясынын негизинде микробөлүкчөлөрдүн жаратылышынын экилик касиетке ээ болуусу жатат. Демек, микробөлүкчөлөр бир эле мезгилде корпускулалык да, толкундук да касиеттерге ээ. Мисалы, электрондордун эң эле мүнөздүү өзгөчөлүгү болуп алардын атомдогу абалы эсептелет: бөлүкчө катары белгилүү массага жана зарядка ээ болсо, толкун катары дифракция кубулушун пайда кылууга жөндөмдүү.

1925–1926-жылдары немец физиги В. Гейзенберг (1901–1976) жана австралиялык физик Э. Шредингер (1887–1961) микробөлүкчөлөрдүн кыймылын аныктоочу теорияны иштеп чыгышкан. Бул теория квант механикасы деп аталып калган.

Квант механикасы жөнүндөгү түшүнүк, классикалык механикадагы түшүнүктөрдөн түп тамырынан бери айырмаланат. Квант механикасы бөлүкчөлөрдүн каралып жаткан аймакта болуу ыктымалдуулугуна таянат. В. Гейзенбергдин аныксыздык катыштары боюнча квант механикасында бөлүкчөнүн кыймылынын убакыттын тигил же бул моментиндеги траекториясы, анын координаттары жана ылдамдыгы жөнүндөгү түшүнүктөр маанисин жоготот.

Аныксыздык катыштары квант теориясынын фундаменталдуу шарттарынын бири болуп эсептелет. 1927-жылы В. Гейзенберг электрондун координаттарын жана импульсун өлчөөнүн мүмкүндүгүн анализдөө аркылуу, квант механикасында бөлүкчөнүн координаттарын жана анын импульсунун чондугун бир эле убакытта так аныктоого мүмкүн эмес деген жыйынтыкка келген. Мындай чектелүүлөр микробөлүкчөлөрдүн корпускулалык-толкундук экилик касиеттерге ээ болуусуна байланыштуу.

Классикалык механикадан материалдык чекит бир эле убакытта белгилүү координатанын x (кыймыл x огу боюнча болгон учур үчүн) жана импульстун p_x маанилерине ээ болорлугу белгилүү. Ал эми микробөлүкчөнүн абалын ушул эле параметрлер (x, p_x) аркылуу бир эле убакытта туюнтуу белгилүү болжолдуулукта,

координатадагы Δx аныксыздыгын, импульстагы Δp_x аныксыздыгын киргизүү менен иш жүзүнө ашырылат.

Аныксыздык катыштары боюнча, эгер x координатасынын аныксыздыгы Δx болсо, ал эми Δp_x импульстун Ox огуна түшүрүлгөн проекциясынын аныксыздыгы болсо, анда бул аныксыздыктардын көбөйтүндүсү Планк турактуулугунан h кичине болбоого тийиш:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h \quad (63.1)$$

Ушул сыяктуу эле барабарсыздыктар башка координаталардын жана импульстун проекцияларынын аныксыздыктары үчүн да орун алат:

$$\begin{aligned} \Delta y \cdot \Delta p_y &\geq h, \\ \Delta z \cdot \Delta p_z &\geq h. \end{aligned} \quad (63.2)$$

Бул аныксыздык катыштарынан микробөлүкчөнүн координаттары канчалык так аныкталса, импульстун тиешелүү болгон түзүүчүлөрү ошончолук аныксыздыкта болорлугу көрүнүп турат. Мисалы, эгер бөлүкчөнүн Ox огундагы абалы так аныкталып, $\Delta x = 0$ болсо, анда импульстун проекциясынын мааниси такыр эле аныксыз болуп калат:

$$\Delta p_x = \infty.$$

Ушул сыяктуу эле кыймыл санынын моментинин z огуна болгон проекциясы M_z менен xy тегиздигиндеги φ айлануу бурчунун ортосундагы аныксыздык катышын да алууга болот:

$$\Delta \varphi \cdot \Delta M_z \geq h \quad (63.3)$$

(63.3) катышы бөлүкчөнүн орбитадагы абалын так аныктоо, кыймыл санынын моментинин компонентиндеги орбитанын перпендикулярдуу тегиздиги жөнүндөгү баардык маалыматтарды аныксыздыкка алып келерлигин көргөзөт.

Бөлүкчөнүн энергиясы E менен аны өлчөө убактысынын t ортолорунда да аныксыздык катыштары орун алат:

$$\Delta t \cdot \Delta E \geq h \quad (63.4)$$

(63.4) катышы энергияны ΔE тактыгына чейин аныктоо, жок дегенде $\Delta t \sim h/\Delta E$ барабар болгон убакыт аралыгын талап кыларлыгын билдирет. Ошентип, эгер система Δt убакыт бою кандайдыр бир абалда болсо, анда анын энергиясы жок дегенде $\Delta E \sim h/\Delta t$ таксыздыгында аныкталган болот. Анткени t энергияны өлчөөгө мүмкүн болгон эң жогорку убакыт аралыгы. Планк турактуулугунун кичине мааниге ээ болгондугуна байланыштуу, аныксыздык катыштары негизинен атом өлчөмүндөгү системада гана мааниге ээ.

1. Микробөлүкчөлөрдүн өзгөчөлүктөрү эмнеде?
2. Импульс менен координатанын ортолорундагы аныксыздыктан эмнени түшүнүүгө болот?
3. Кыймыл санынын моментинин Z огуна болгон проекциясы менен φ бурчунун ортосундагы аныксыздык кандай?
4. Бөлүкчөнүн энергиясы менен аны өлчөө убактысынын ортолорундагы аныксыздык эмнени түшүндүрөт?

§ 64. Атомдордун электрондук катмарларынын түзүлүшү

Татаал түзүлүштөгү атомдун ар бир электрону, суутек атомундагыдай эле, төрт квант сандары аркылуу мүнөздөлөт. Ал квант сандары төмөндөгүдөй маанилерге ээ болушат:

$n = 1, 2, 3, \dots$, – башкы квант саны;

$l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$, – орбиталдык квант саны;

$m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$, – магниттик квант саны;

$m_s = \pm \frac{1}{2}$ – спиндик квант саны; бул спиндик квант саны электрондун спининин z огуна болгон проекциясын мүнөздөйт.

Азыркы кездеги түшүнүк боюнча атомдор атомдук ядродон жана анын айланасында айлана боюнча кыймылда болуучу электрондордон турат. Ядродогу протондордун саны Z атомдун катар номерин мүнөздөйт. Протондор менен нейтрондордун жалпы саны (б. а. нуклондор) A массалык санын (Иваненко-Гейзенберг модели, 1932-ж.) аныктайт.

Нейтралдуу атомдо электрондордун саны да Z ке барабар болуулары керек (протон менен электрондун заряддары абсолюттук маанилери боюнча барабар, бирок карама-каршы белгиде). Ошондуктан химиялык элементтер үчүн Менделеевдин түзгөн таблицасындагы Z катар номери атомдун негизги касиеттерин аныктайт.

Эми атомдун энергетикалык деңгээлдери боюнча электрондордун жайланышын карайлы. Башкы квант санынын n бир эле мааниси менен мүнөздөлүүчү энергетикалык деңгээлдердин тобу катмарды (слой) түзөт. Электрондор төмөнкү энергетикалык деңгээлдерди ээлөөгө аракеттенишет. Ошого байланыштуу алгач $n=1$ катмар, андан кийин $n=2$, $n=3$ ж. б. катмарлары толуулары керек. n дин маанилерине карата катмар үчүн төмөндөгүдөй тамга аркылуу белгилөө киргизилген:

$$K(n=1), L(n=2), M(n=3), N(n=4),$$

$$O(n=5), P(n=6), Q(n=7).$$

Ал эми $l = 0, 1, 2, 3, \dots$, сыяктуу ар кандай маанидеги орбиталдык квант сандарына ээ болгон электрондор s -, p -, d -, f -, g -

ж. б. оболочкаларды түзүшөт. Катмарларды жана оболочкаларды электрондор менен толтурууда Паули принцибин эске алуу керек. Ал принцип боюнча төрт квант сандары менен мүнөздөлүүчү ар бир квант абалдарында бирден ашык электрондун болушу мүмкүн эмес. Ошого байланыштуу n, l, m дин белгилүү маанилерине туура келген абалда бири биринен спининин багыттары менен ($m_s = \pm \frac{1}{2}$) айырмаланышкан эки электрондон ашык электрон болбойт. Ошондой эле m квант саны $-l$ ден $+l$ ге дейре өзгөрөрлүгүн эске алсак, ал сан бардыгы болуп $2l+1$ маанисине ээ болот. Демек, берилген оболочкадагы электрондордун максималдуу саны

$$N_l = 2(2l+1), \quad (64.1)$$

барабардыгы менен аныкталат.

Акыркы (64.1) формуласы боюнча берилген $s(l=0)$, $p(l=1)$, $d(l=2)$, $f(l=3)$ жана $g(l=4)$ оболочкаларындагы электрондордун максималдуу саны

$$N_s = 2, N_p = 6, N_d = 10, N_f = 14, N_g = 18,$$

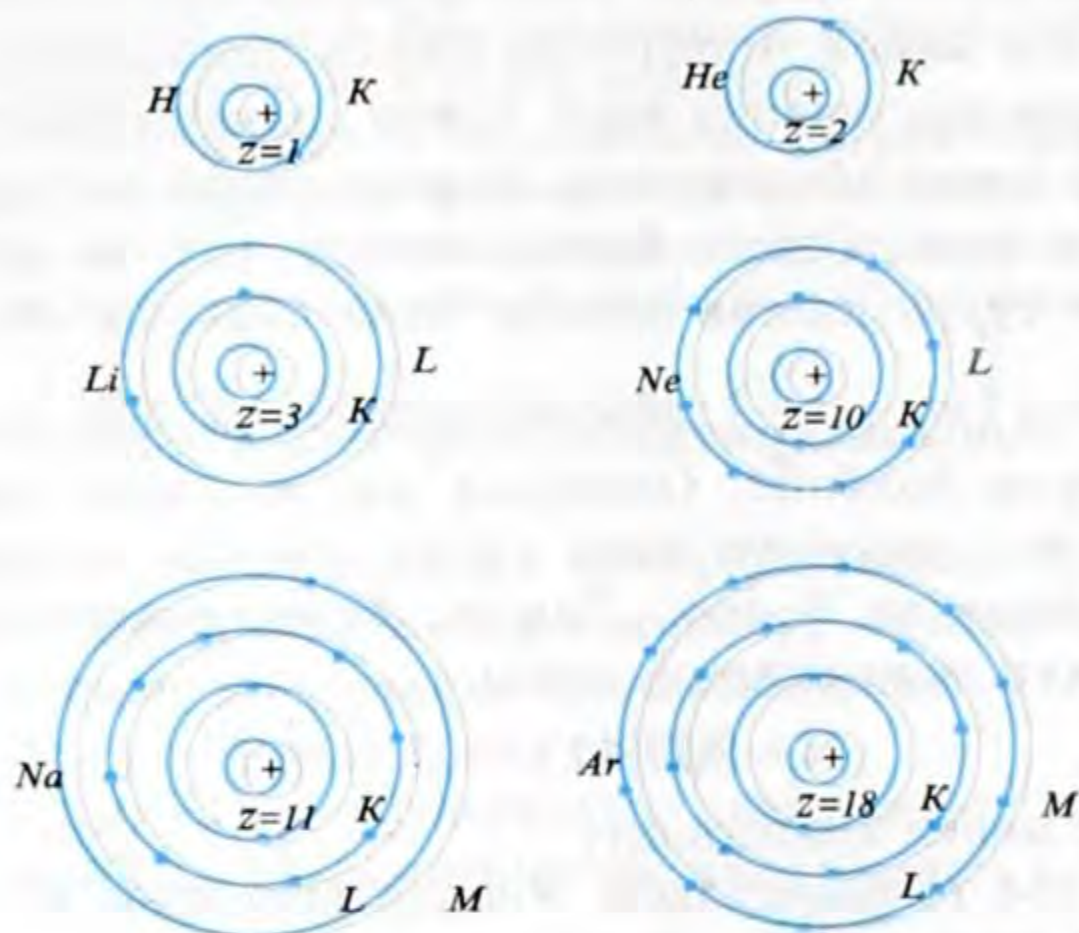
барабар болот.

Эми берилген катмарларда болуучу электрондордун максималдуу санын аныктайбыз.

$$N_n = \sum_{l=0}^{n-1} N_l = 2[1 + 3 + 5 + \dots + (2n-1)] = 2 \frac{n(1+2n-1)}{2} = 2n^2. \quad (64.2)$$

Бул жерде чарчы кашаанын ичи арифметикалык прогрессия экендиги, анын суммасы $S_n = \frac{n(a_1 + a_n)}{2}$ барабардыгы менен эсептелерлиги эске алынды. (64.2) барабардыгы боюнча жогоруда аталган катмарларда болуучу электрондордун максимум сандарын аныктай алабыз: K – катмарында максимум эки гана электрон болушу мүмкүн, L – катмарында 8 электрон, M – катмарында 18 электрон, N – катмарында 32 электрон, O – катмарында 50 электрон, ж. б.

Суутек атомунда сырткы катмар гана болот. Анда болгону бир электрон (K – катмары). Гелийде ($z=2$) K – катмары толук толуп бүтөт. Литийде ($z=3$) ички катмар толуп сырткы L – катмарында бир электрон болот. Неондо ($z=10$) L – катмары толук толуп бүтөт. Андан кийинки натрийде ($z=11$) ички K жана L – катмарлары толугу менен толуп бүтүп, сырткы M – катмарында бир электрон калат. Ушул сыктуу эле аргондо



68-сүрөт.

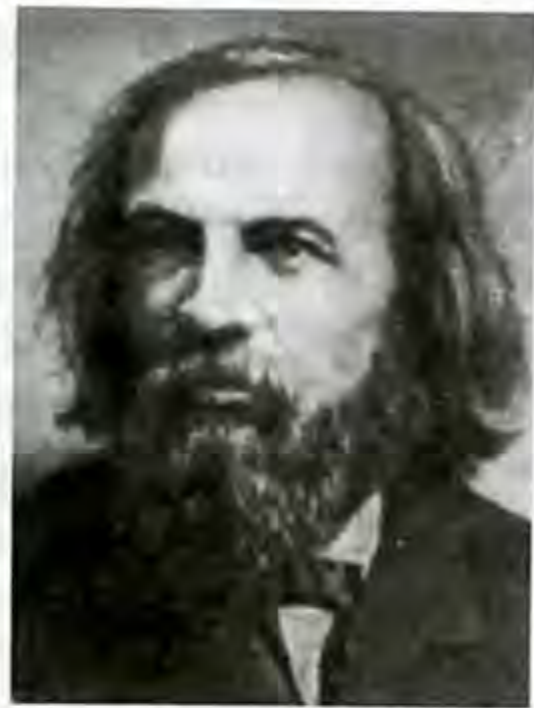
($z = 18$) ички эки катмары толугу менен толуп, сырткы үчүнчү M – катмарында сегиз электрон болот. Бардык каалаган элементтердин атомдорундагы катмарларда жайгашкан электрондордун санын жогорудагыдай эле жол менен аныктай алабыз. Аталган атомдордогу катмарлардын электрондор менен толтурулушу 68-сүрөттө көргөзүлгөн. Кара чекит менен белгиленгендер электрондор, ал эми ички плюс коюлган тегеректер ядрону туюнтат.

- ?
1. Электрондордун кыймылы кайсыл квант сандары аркылуу мүнөздөлөт?
 2. Башкы квант санынын маанилерине карата катмарларга кандай белгилөө киргизилген?
 3. Паули принцибинде эмне жөнүндө айтылат?
 4. Берилген катмарларда болуучу электрондордун максималдуу саны кантип аныкталат?

§ 65. Менделеевдин мезгилдик таблицасындагы химиялык элементтердин жайгашышы

XIX кылымдын орто ченинде көп сандагы химиялык элементтер ачылган. Ушуга байланыштуу бул элементтер өз ара кандайдыр бир байланыштабы, же алардын касиеттери жөн эле кокустукпу, бири биринен көз карандысызбы деген сыяктуу бир катар суроолор пайда болгон. Ар кандай айрым закон че-

Менделеев Дмитрий Иванович (1834–1907) – орус окумуштуусу. 1869-ж. жаратылыштын фундаменталдуу закондорунун бири болгон химиялык элементтердин мезгилдүү законун ачкан. Анын негизинде химиялык элементтердин мезгилдүү таблицасын түзгөн. Бир катар элементтердин атомдук салмактарына тактоолорду киргизген. Ачыла элек жаңы элементтердин (галлий, германий, скандий) болуусун жана алардын касиеттерин алдын ала айткан.



немдүүлүктөрү мурда эле ачылган. Бирок орустун улуу окумуштуусу Д. И. Менделеев (1834–1907) гана химиялык элементтердин бири бирин бир бирдикте байланыштырган жалпы законун таба алган.

Биринчи таблица Менделеев тарабынан 1869-жылы басылып чыккан. Ошол мезгилде 63 кө жакын элемент табылган. Атомдук салмактары боюнча системага алардын ичинен 35 элементин гана ишенимдүү жайгаштырууга мүмкүндүк болгон. 8 элементтин абалдары башкача болуп, айрымдары бир группага туура келип калышкан. Ал эми калган 20 элемент үчүн Менделеевге алардын атомдук салмагын өзгөртүүгө же болбосо катар номерлерин өзгөртүүгө туура келген. Көпчүлүк учурларда мындай өзгөртүүлөр чоң мааниге ээ болгон. Менделеев таблицадан айрым орундарды алигиче табыла элек элементтер үчүн бош калтырып кеткен. Ал үч элементтин болушун алдын ала айткан. Аларды экабор, экаалюминий жана экасилиций деп атап, аларга тиешелүү болгон касиеттерин жазып чыккан. Мындан көп өтпөй эле 1875-жылы галлий деп аталган элемент табылган. Ошол эле замат Менделеев галлий өзү тарабынан алдын ала айтылган экаалюминий экендигин белгилеген.

Элементтердин системасын түзүүдөгү Менделеевдин эн негизги фактысы болуп, элементтерди атомдук салмактарынын жогорулоо тартиби боюнча жайланыштырууда алардын окшош касиеттеринин мезгилдүү кайталануусу эсептелген.

Менделеев ар бир элементке катар номер койгон. Элементтер мезгилдүү таблицага ошол номер (Z) боюнча жайланыштырылган. Номердин (Z) жогорулашы элементтин атомунун массасынын жогорулашы менен параллель болгон. Бирок бул эреже орун албай калган учур да кездешет. Мисалга, аргон ($Z = 18$) менен калий ($Z = 19$), же теллур ($Z = 52$) менен иод ($Z = 53$). Мындан тышкары, протондордун сандары бирдей, бирок бири-биринен нейтрондордун сандары менен айырмаланышып, атом-

дук салмактары ар башка болгону менен бир эле Z номерлүү атомдор кездешет. Мындай атомдор *изотоптор* деп аталышат. Z катар номери ядронун зарядын, ошону менен бирге эле нейтралдуу атомдогу электрондордун санын көргөзөт.

Сырткы түзүлүштөрү боюнча элементтердин системасы ар түрдүүчө көрүнөт. Негизинен таблица узун жана кыска мезгилдүү болуп экиге бөлүнөт. Бул таблицанын иреттүү катарларын карап көрөлү. Биринчи катар болгону эки гана элементтен турат: ал бир валенттүү элемент суутегинен башталып, таза газ гелий менен аяктайт. Үчүнчү элемент – литий, ал дагы бир валенттүү металл: бул экинчи катар таза газ неон менен бүтөт. Үчүнчү катар щелочтуу металл натрий менен башталат; бул катарда мурдагы мезгилдеги бардык көрүнүштөр толугу менен кайталанат. Натрийден баштап, сегизинчи элемент таза газ аргондон (№ 18) кийин, кийинки төртүнчү мезгилди эриткич металл калий (№ 19) баштайт. Бул мезгил 8 эмес 18 элементтен турат. Анткени калийден кийинки щелочтуу металл – рубидий – 37 орунда турат. Рубидийден кийин жаны чоң мезгил башталат, ал да 18 элементтен туруп, 54 – орунду ээлеген таза газ ксенон менен аяктайт. Андан кийинки мезгил дагы эле щелочтуу металл цезий (№ 55) менен башталат. Бул 32 элементти ичине камтыган эң эле узун мезгил. 32 элементтин ичине 57 – орунду ээлеген лантандан кийинки 14 элемент (№ 58 ден № 71 ге чейин) бири бирине химиялык касиеттери жакын болгон өзгөчө группаны түзүшөт. Бул элементтер лантаниддер деп аталып, химиялык касиеттеринин жакындыгына байланыштуу таблицадан бир эле орун (клетка) бөлүнгөн. Алардын толук катары өзүнчө берилет. Акыркы мезгил 87-орундагы францийден башталып, туруктуу эмес табигый-радиоактивдүү элементтерден турат. Жаратылышта кезигүүчү элементтердин ичинен эң оору болгон уран (№ 92) жакынкы эле мезгилге дейре (1937-ж.) мезгилдүү системанын акыркы элементи болучу. Мындан тышкары төрт элемент радиоактивдүү болуп, иш жүзүндө лабораториялык шартта гана алынган. Кийинки жылдары жасалма жол менен 103-номерге чейинки бир катар, кыйла оор – «трансурандык» – элементтерди алууга мүмкүндүктөр болду. Акыркы такталган катар номери $Z = 107$ химиялык элемент.

1. *Кандай атомдор изотоптор деп аталат?*
2. *Менделеевдин мезгилдик таблицасындагы химиялык элементтер кандай жайланышкан?*

§ 66. Радиоактивдүүлүк. α -, β - жана γ - нурдануулары

Француз физиги А. Беккерель (1852–1908) 1896-жылы фотопластинканын жардамы менен урандын туздарынын бир түрү нур чыгаруунун булагы болорлугун байкаган. Бул нур чыгаруунун жаратылышы белгисиз болгон. Ошондой эле Беккерель өзү ачкан нурдануу урандын бардык кошулмаларынан жана металл түрүндөгү урандын өзүнөн да чыгарыларын аныктаган. Демек, нурдануунун булагы болуп урандын атомдору эсептелери белгилүү болгон.

Урандын нурдануусу үзгүлтүксүз жүрөт жана ага эч кандай тышкы аракет этүүлөр (температура, басымдын өзгөрүүлөрү ж. б.) таасир этпейт б. а. урандын атомдору өзүнөн өзү (спонтандык түрдө) нурданат. Урандын нурдануусу *радиоактивдүү* деп, ал эми кубулуштун өзү *радиоактивдүүлүк* деп аталат.

Радиоактивдүү ажыроо жүрбөгөн ядролор стабилдүү (туруктуу) деп аталышат. Ажыроо жүргөндө ядронун атомдук номери Z да, ошондой эле массалык саны A да өзгөрүшү мүмкүн.

Бир химиялык элементтин изотопторунун туруктуу эмес ядролорунун өзүнөн өзү башка химиялык элементтердин изотопторунун ядролоруна айлануусу радиоактивдүүлүктү берет.

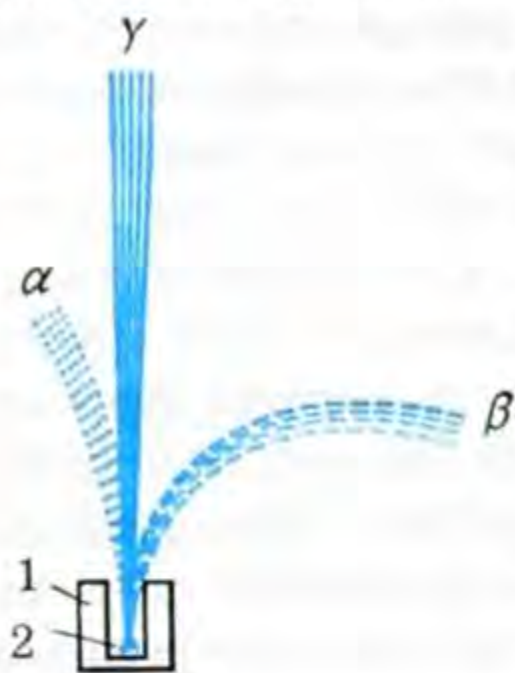
Беккерелдин, Резерфорддун, Пьер Кюриинин (1859–1906), Мария Склодовская-Кюриинин жана башка илимпоздордун илимий изилдөө иштери радиоактивдүү нурдануу татаал түзүлүшкө ээ экендигин жана магнит талаасында үч түрдөгү нурларга ажыраарлыгын көргөзгөн. Ал нурлар α -, β - жана γ – нурлары деп аталышат. α – нурларын заряддары электрондун зарядынын абсолюттук чоңдугунун эки эсесине барабар болгон оң заряддуу бөлүкчөлөрдүн агымы түзөт; β – нурларын энергиялары 10 МэВ ге жеткен, вакуумдагы ылдамдыгы жарык ылдамдыгына жакын болгон электрондордун агымы түзөт; γ – нурларын магнит талаасында кыйшайбоочу, эң эле кыска толкун узундуктагы электр-магниттик толкундар түзүп, алар бардык радиоактивдүү нурдануулардын ичинен эң эле чоң өтүмдүүлүк жөндөмдүүлүгүнө ээ болот. γ – нурларынын жыштыгы рентген нурларынын жыштыгынан да жогору. Рентген нурларына караганда γ – нурларында кванттык касиеттер жогорку даражада байкалат. α -, β - жана γ – нурларынын магнит талаасындагы көрүнүшү 69-сүрөттө берилген. Магнит талаасы сүрөткө перпендикулярдуу багытталган. 1 – калың катмарлуу кылып коргошундан жасалган идиш, 2 – радиоактивдүү зат.

1898-жылы М. Кюри жана П. Кюри торийдин радиоактивдүүлүгүн аныктоо менен ошол эле жылы жаны эки химия-



Склодовская-Кюри Мария (1867–1934) – польша жана француз физиги жана химиги, радиоактивдүүлүк жөнүндөгү илимий изилдөөлөргө негиз салуучулардын бири. Мария Складовская күйөөсү П. Кюри менен бирдикте жаны радиоактивдүүлүк элемент болгон полоний менен радийди ачып, алардын касиеттерин изилдеген. Бул эмгеги үчүн 1911-ж. химия боюнча Нобель сыйлыгына татыктуу болгон. Ал уран кенин иштетүү жана анализдөө боюнча оригиналдуу ыкманы иштеп чыккан. 1903-ж. радиоактивдүүлүк кубулушун изилдөөдөгү эмгектери үчүн П. Кюри менен бирдикте физика боюнча да Нобель сыйлыгына ээ болгон.

лык элементтерди ачышкан. Бул жаңы элементтер уран кенинин курамынан табылып, радиоактивдүүлүк касиетине ээ болушкан. Радиоактивдүүлүгү урандын радиоактивдүүлүгүнөн болжол менен миллион эсе күчтүү болгон алардын бири – *радий* деп



69-сүрөт.

аталса, экинчиси *полоний* деп аталган. 1908-жылы Резерфорд спектрдик анализдин жардамы менен радиоактивдүү газ – радонду тапкан.

Радиоактивдүүлүктү ачуу физиктердин алдына радиоактивдүү нурдануу кандай пайда болот? деген суроону койгон. Өзгөчө анын спонтандуулугу (өзүнөн өзү нурдануусу) табышмактуу болгон. 1903-жылы Резерфорд жана англиялык физик Ф. Содди (1877–1956) радиоактивдүү нурдануу атомдордун өзүнөн өзү ажыроосунан пайда болот деген гипотезаны айтышкан. Бул гипотеза боюнча радиоактивдүү элементтердин атомдору, кадимки элементтердин атомдорунан айырмаланып туруктуу эмес жана убакыт өткөн сайын улам бир атом өзүнөн өзү ажыроодо болуп турган. Кийинки жүргүзүлгөн изилдөөлөр бул гипотезанын тууралыгын далилдеген.

Атомдордун түзүлүшү аныкталгандан кийин радиоактивдүү элементтердин атомдорунун ядролорунда ажыроо жүргөн учурда гана радиоактивдүү нурдануу пайда болорлугу белгилүү болгон. Анткени оң заряддалган α – бөлүкчөлөрү ядродон гана чыгышы мүмкүн. Кийинчерээк β – бөлүкчөлөрү да ядролордун ажыроосунан пайда болорлугу аныкталган. α – бөлүкчөлөрүнүн жаратылышы биротоло 1908-жылы такталган. Көптөгөн экспери-

менттердин жыйынтыктары α – бөлүкчөлөрү гелийдин эки жолу иондошкон атомдору, б.а. гелийдин ядролору экендигин көргөзгөн. Резерфорддун жетекчилиги менен тажрыйба жүргүзүлгөн. Анда ичинен аба сордурулуп алынган идишке кичине жылчык аркылуу бир нече күнгө α – бөлүкчөлөрү киргизилген. Спектралдык анализ бул идиште гелийдин бар экендигин көргөзгөн.

Эгер бир аз сандагы радонду ампулага бекитип койсок, анда анын радиоактивдүүлүк нурдануусунун интенсивдүүлүгү убакыттын өтүшү менен төмөндөгөндүгү байкалган. Бул болсо, радондун атомдук ядросунун ажыроосу менен ажыроого дуушар боло элек ядролордун азайып бараткандыгын көргөзгөн. Демек, ампулада калган радиоактивдүү заттардын саны кемий берет. Ядролордун ажыроосу канчалык тез жүргөн сайын, нурдануунун интенсивдүүлүгү ошончолук тез төмөндөшү керек. Ар кандай радиоактивдүү элементтер бири биринен ажыроо ылдамдыктары менен айырмаланышат. Андан тышкары, кээ бир элементтер ар кандай ажыроо ылдамдыктагы бир нече радиоактивдүү изотопторго ээ болушат.

Радиоактивдүүлүктү мүнөздөө үчүн каралып жаткан элементтин атомдорунун саны эки эсеге азайууга кеткен убакыт T киргизилген. Бул убакыт *жарым ажыроо мезгили* деп аталат. Кээ бир элементтердин жарым ажыроо убактысы миллиарддаган жылдар менен өлчөнсө, ал эми башкаларыныкы өтө эле кичине секунданын үлүшү менен өлчөнөт. Мисалы, радийдин жарым ажыроо мезгили 1620 жылга барабар. Демек, эгер 1 г радийди ала турган болсок, 1620 жылдан кийин анын жарымы гана (0,5 г) калса, ал эми 3240 жылдан кийин төрттөн бири (0,25 г) калат.

Урандын жарым ажыроо мезгили миллиарддаган жылдар менен өлчөнсө, радондуку болгону 3,82 күндү түзөт. Айрым радиоактивдүү элементтердин ядролору туруксуз болуп, алардын жарым ажыроо мезгили микросекунда менен өлчөнөт.

Жогоруда радиоактивдүү заттардын нурдануусу үч компоненттен турарлыгын белгилеп кеткенбиз. Алар альфа – нурлары (α – бөлүкчөлөрү), бета – нурлары (β – бөлүкчөлөрү) жана гамма – нурлары (γ – нуру). Аларды изилдөө төмөндөгүлөрдү көргөзөт:

1. α – бөлүкчөлөрү электр жана магнит талааларында кыйшайышат жана $2e$ оң зарядына ээ болушат. Бул бөлүкчөлөр гелийдин атомдорунун ядролору болуп эсептелишет. α – бөлүкчөлөрү эң начар өтүп кетүүчүлүк жөндөмдүүлүгүнө ээ. Калыңдыгы 0,1 мм ге чамалаш болгон кагаз баракчасынан бул бөлүкчөлөр өтүп кете албай калышат. Эгер фотопластинканы кагаз

менен ороп койсо – нурдануусуна туура келүүчү так түшпөй калат. α – нурдануусу байкалуучу радиоактивдүүлүк α – ажыроосу деп аталат.

Радиоактивдүү элементтердин ядролору тарабынан чыгарылуучу α – бөлүкчөлөрүнүн энергиясы жөнүндөгү түшүнүктү алардын заттардан өтүү узундугун ченөө аркылуу алууга болот. Ядродон өтө чон баштапкы ылдамдыкта (20000 км/с ка чейинки) чыгарылган α – бөлүкчөлөрү энергияларын жолдо кезигүүчү заттардын атомдорун иондоштурууга жоготуп токтоп калат. α – бөлүкчөлөрүнүн энергиялары канчалык чон болсо ошончолук чон аралыкка өтөт.

2. β – бөлүкчөлөрү электр жана магнит талааларында көбүрөөк бурчка кыйшайышат, терс е зарядын алып жүрүшөт, α – нурларына караганда өтө жогорку өтүп кетүү жөндөмдүүлүгүнө ээ. Алар катуу ылдамдыктагы электрондордун агымы болуп эсептелишет.

Эгер β – ажыроо пайда болсо, анда жаңы алынган ядронун заряды бирге жогорулайт, ал эми анын массасы практика жүзүндө өзгөрбөйт. Анткени электрондун массасы протондун массасынан 1836 эсе ге кичинелик кылат. Демек, жаңы пайда болгон элемент баштапкы элементке караганда мезгилдүү системадан бир номерге кийин орун алат.

3. γ – нурлары электр жана магнит талааларында кыйшайышпайт, эң чон өтүп кетүүчүлүк жөндөмдүүлүгүнө ээ. γ – нурларынын жутулуу интенсивдүүлүгү жутуучу заттын атомдук номеринин өсүшү менен жогорулайт. Бирок калыңдыгы 1 см болгон коргошун катмары γ – нурлары үчүн тозмо болуп эсептелбейт. Мындай коргошун катмары аркылуу γ – нурлары өткөндө алардын интенсивдүүлүгү болгону эки эсеге гана азаят.

Касиеттери боюнча γ – нурлары рентген нурларына эң эле окшош келет, бирок өтүп кетүү жөндөмдүүлүгү рентген нурларына караганда бир кыйла жогору. Бул болсо γ – нурлары электромагниттик толкундар болуп эсептелишет деген ойго алып келет. γ – нурларынын кристаллдардагы дифракциясы байкалгандан жана толкун узундуктары өлчөнгөндөн кийин бул ойдун тууралыгы толугу менен далилге ээ болгон. Өлчөөлөр γ – нурларынын толкун узундуктары эң эле кыска экендигин жана 10^{-8} ден 10^{-11} см ге дейре болорлугун көргөзгөн.

- ? 1. Радиоактивдүүлүк деп эмнени түшүнөсүңөр?
2. Радиоактивдүүлүк ким тарабынан жана качан ачылган?
3. Кимдер тарабынан жана качан изилденген?
4. α -, β -, жана γ – нурларына мүнөздөмө бергиле.
5. Жарым ажыроо мезгили деген эмне? Ал алынган элементтин массасынан көз карандыбы?

§ 67. Табигый жана жасалма радиоактивдүү нурдануулар

Табигый радиоактивдүүлүк. Бир элементтин туруктуу эмес ядросунун өзүнөн өзү башка элементтин ядросуна өтүп кетиши табигый радиоактивдүүлүк болуп эсептелет. Табигый радиоактивдүүлүк Менделеевдин мезгилдүү системасынын аягына жайланышкан бир катар оор элементтерден байкалат.

Табигый радиоактивдүүлүк Беккерель тарабынан ачылган. Ал урандын тузу тунук эмес заттардан өтүп кетүүгө жөндөмдүү, абаны иондоштуруучу, фотографиялык пластинкага таасир этүүчү, бир катар заттарга люминесценция пайда кылуучу нурларды чыгарарлыгын байкаган. Узак убакыттар бою изилдөөлөрдүн натыйжасында П. Кюри жана М. Кюри-Складовская уранга караганда өтө жогорку даражадагы радиоактивдүүлүккө ээ болгон эки химиялык элементти – полоний менен радийди табышкан. Андан кийин табигый радиоактивдүүлүккө торий, актиний ж.б. бардыгы болуп кыркка жакын элементтер ээ экендиги аныкталган.

Радиоактивдүүлүк ядролук процесс болуп эсептелет. Эгер элемент кандайдыр бир химиялык кошулмага аралашса, анда ал элементтин радиоактивдүүлүгү өзгөрбөйт.

Массанын жана электр заряддарынын сакталуу закондорунун негизинде *жылышуу эрежеси* деп аталган эреже аныкталган. Бул эреженин жардамы менен α – же β – айланууларынын натыйжасында пайда болуучу жаны элементтин массалык санын жана ядросунун зарядын аныктоого болот.

α – бөлүкчөсү гелийдин ядросу болуп эсептелет, ал +2 бирдик зарядды алып жүрөт жана анын массалык саны 4 бирдикке барабар. Демек, α – ажыроосунун негизинде пайда болуучу элемент, баштапкы элементке караганда, эки бирдик зарядка кем болгон, ал эми массалык саны 4 бирдикке аз ядрого ээ болот. Жаны элемент Менделеевдин таблицасында баштапкы элементке караганда таблицанын башталыш жагына эки номерге жакын жайланышат.

Мисалы, радийдин α – ажыроосунда ${}_{88}\text{Ra}^{226} \rightarrow {}_2\text{He}^4 + {}_{86}\text{Rn}^{222}$, радон пайда болот.

Жылышуу эрежеси Менделеевдин таблицасынын акыркы катарындагы табигый радиоактивдүү элементтер үч «радиоактивдүүлүктөрү жакын топтордун» («радиоактивных семейств») бирине таандык болорлугун аныктоого мүмкүндүк берген. Алар уран-радий топтору, торий топтору жана актиний топтору деп аталышат.

Байкоолор убакыттын өтүшү менен радиоактивдүү заттардын активдүүлүгү азаярлыгын көргөзгөн. Бир элемент үчүн бул азайуу эң эле тез-минута ичинде, ал түгүл секундада болорлугу белгилүү болсо, башка элементтер үчүн жүздөгөн жылдар талап кылынат.

Жасалма радиоактивдүүлүк. Ядролук реакциялардын негизинде алынуучу изотоптордун радиоактивдүүлүгү *жасалма радиоактивдүүлүк* деп аталат. Жасалма радиоактивдүүлүк атом ядросунун туруктуулук (стабилдүүлүк) шарттарынын бузулушуна байланыштуу болот.

Стабилдүү ядронун туруктуулугу ага ашык протондорду киргизүүдөн бузулат. Бул учурда ядронун энергиясы жогорулап, ядронун туруктуулук шарты бузулат да жасалма радиоактивдүүлүк пайда болот. Жасалма радиоактивдүүлүк 1934-жылы Фредерик жана Ирен Жолио-Кюрилер тарабынан алюминийди α – бөлүкчөлөрү менен нурдантуу аркылуу ачылган. Жасалма радиоактивдүүлүктү ачкандыгы үчүн алар 1935-жылы Нобель сыйлыгына татыктуу болушкан. Мындан тышкары дагы бир катар жасалма радиоактивдүү изотопторду алышкан. Жаны түрдөгү позитрондук радиоактивдүүлүктү да ачышкан. Ф. жана И. Жолио-Кюрилер жасалма радиоактивдүүлүк ошондой эле нейтрондор, протондор аркылуу да пайда болорун алдын ала айтышкан.

Жасалма радиоактивдүүлүккө ээ болгон заттар β жана γ – нурларын чыгарышат. Айрым учурларда табигый радиоактивдүүлүккө мүнөздүү болгон α – нурлары да нурданат. Бирок ошондой болсо да жасалма радиоактивдүүлүк учурунда табигый радиоактивдүү заттарга мүнөздүү болбогон башкача түрдөгү ажыроо да кездешет. Ажыроонун мындай түрү электрондун массасына барабар массага ээ болгон, бирок абсолюттук чондугу боюнча электрондун зарядына барабар болгон он зарядды алып жүрүүчү *позитрондорду* чыгаруу менен жүрөт.

Позитрондор биринчи жолу космостук нурлардын курамынан табылган. Позитрондор космоско γ – фотондун эки электронго жана позитронго айлануусунун негизинде пайда болушат.

Позитрондук – активдүү жасалма радиоактивдүү заттын пайда болушунун мисалы болуп, алюминийди α – бөлүкчөлөрү менен аткылоодон келип чыккан реакция эсептелет. Бул учурда нейтрон чыгарылып, массалык саны 30 барабар болгон фосфордун радиоактивдүү изотобу пайда болот. Ушуга окшош эле реакция борду α – бөлүкчөлөрү менен урдуруудан келип чыгат.

- ? 1. Табигый радиоактивдүүлүк деген эмне?
2. Жасалма радиоактивдүүлүккө түшүнүк бергиле.

§ 68. Радиоактивдүү нурдануулардын касиеттери

Кандайдыр бир элементтин радиоактивдүү изотобунун атомдук ядросу ажыраган кезде башка элементтердин изотопторунун ядролору пайда болот. Мисалы, радийдин ажыроосунан радон

жана гелий келип чыгат. Ошентип, радиоактивдүү ажыроо бир химиялык элементтин башка элементке айлануусу менен жүрөт.

Атомдордун химиялык жаратылышы алардын ядролору менен аныкталат. Бир химиялык элементтин атому башка элементтин атомуна айланыш үчүн атомдун ядросунун заряды Z өзгөрүүсү керек. Мисалы, α – бөлүкчөлөрдүн нурдануусунда ядронун заряды Z эки бирдикке азайып, $Z - 2$ барабар болот. Ал эми β – бөлүкчөлөрү нурданганда заряд бир бирдикке көбөйүп, $Z + 1$ барабар болуп калат. Ошентип, радийдин атомдорунун ядролорунан α – бөлүкчөлөрү нурданганда радондун атомдорунун ядролору пайда болот. Ушул сыяктуу эле актинийдин атомдорунун ядролорунан β – бөлүкчөлөрү нурданганда торийдин атомдорунун ядролору жаралат.

γ – нурдануусу адатта α – жана β – нурданууларынан кийин пайда болот. α – же β – бөлүкчөлөрү чыгарылгандан кийин атомдук ядро дүүлүккөн абалга келет, б.а. ашык энергияга ээ болот да, төмөнкү энергетикалык деңгээлге (нормалдык абалга) өтүү менен – квантын нурдантат.

Заттар менен өз ара аракеттенүүлөрүнөн радиоактивдүү нурдануулардын төмөндөгүдөй касиеттери аныкталган:

- Бардык радиоактивдүү нурдануулар кандайдыр белгилүү даражада химиялык аракет этүүлөргө ээ болушат. Мисалы, фотопластинкага таасир этип аны карартып жиберет.
- Радиоактивдүү нурдануулар газдарды иондоштурат. Эгер катуу заттар аркылуу өтсө, аларды да иондоштурат.
- Радиоактивдүү нурдануулар бир катар телолордо люминесценцияны пайда кылат.

Аталган касиеттер радиоактивдүү нурданууларды илимий изилдөөлөрдүн жана бир катар эксперименталдык жолдор менен текшерүүлөрдүн негизинде такталып далилденген. Ошентип, радиоактивдүү нурданууларды кабылдоо жана алардын касиеттерин аныктоодо бөлүкчөлөрдүн иондоштурууга жана фотохимиялык аракет этүүгө жөндөмдүүлүктөрү, ошондой эле заряддалган бөлүкчөлөрдүн магнит талааларында кыйшайуусу негизги ролду ойногон.

α – жана β – нурларын чыгаруу менен жүрүүчү атомдук ядролордун айлануулары ирети менен α – ажыроосу жана β – ажыроосу деп аталат. « γ – ажыроосу» деген термин жок.

1. Радиоактивдүү нурдануулардын кандай касиеттери аныкталган?
2. α – ажыроосу жана β – ажыроосу деп эмнени атайбыз?

10-ГЛАВА

ЯДРОЛУК ФИЗИКА

§ 69. Атом ядросунун курамы

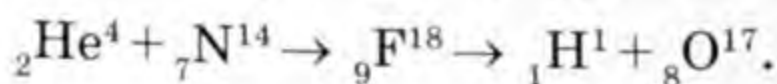
Англис физик-экспериментатору Ч. Чедвик (1891–1974) 1932 жылы α – бөлүкчөлөрү менен бериллийди аткылоодо ал зарядсыз бөлүкчөлөрдү – *нейтрондорду* нурлантарын аныктаган. Нейтрондун ачылышы немец физиги В. Гейзенберг жана россиялык физик Д. Д. Иваненкого (1904–1988) атом ядросунун түзүлүшү жөнүндөгү гипотезаны сунуштоого мүмкүндүк берген. Бул гипотеза боюнча бардык атомдордун ядролору протондор менен нейтрондор гана турган. Алар жалпысынан *нуклондор* (ядролук бөлүкчөлөр) деп аталган.

Нуклондун салыштырмалуу бирдиктери менен туюнтулган массасы бирге эң эле жакын (протондун массасы $m_p = 1,007276$ ал эми нейтрондуку $m_n = 1,008665$) болгондуктан, атом ядросунун салыштырмалуу бирдиктеги массасы ядродогу нуклондордун санына барабар келип бүтүн санга жакын болот. Бул санды атомдун *массалык саны* деп аталып, A тамгасы менен белгиленет.

Ядродогу протондордун саны заряддык сан Z аркылуу туюнтулат. Демек, нейтрондордун саны $A - Z$ барабар. Z жана A сандары ядронун курамын толугу менен мүнөздөйт. Кээ бир нейтрондордун санын көргөзүш үчүн N аркылуу белгилөө колдонулат, демек, $A = Z + N$.

Ар кандай ядролорду белгилөө үчүн адатта ${}_Z^A X$ түрүндө жазылыш колдонулат, мында X – химиялык элементтин символу. Мисалы, ${}_4^9\text{Be}$ туюнтмасы $Z=4$, $A=9$, 4 протонго жана 5 нейтронго ээ болгон бериллийдин атомунун ядросу дегенди билдирет. Ядродон тышкары бош абалдагы протон p жана нейтрон n мындай белгилөө боюнча ${}_1^1p$ жана ${}_0^1n$ деп жазылат. Протон суутегинин атомунун ядросу ошого байланыштуу ${}_1^1\text{H}$ да белгилениши мүмкүн. Альфа-бөлүкчөсү эки протондон жана эки нейтрондон турары аныкталган. Демек, бул бөлүкчө гелийдин атомунун ядросун түзүп, ${}_2^4\text{He}$ түрүндө да белгиленет. Ошондой эле көпчүлүк учурларда ${}_Z^A X$ түрүндөгү белгилөөлөр да колдонулат.

Азоттун ядросу α – бөлүкчөсүн жуткандан кийинки реакцияда протондордун пайда болушу төмөндөгүдөй жазылат:



мек, азоттун ядросу α – бөлүкчөсүн жутуп, фтордун туруктуу эс (радиоактивдүү) ядросуна айланат. Фтордун ядросу өз ирээде протонду чыгаруу менен кычкылтектин ядросуна айланат. Протон заряддалган бөлүкчө. Анын заряды он жана абсолюттук чоңдугу буюнча электрондун зарядына барабар. Нейтрондун электр заряды нөлгө барабар, аны аталышы эле билдирип турат.

Протондор жана нейтрондор электрондордон айырмаланып, бирок доо спецификалык ядролук күчтөрдүн таасиринде болушат. Ядролук күчтөр жаратылыштагы эн эле интенсивдүү болгондуктан, алар өз ара аракеттенүүнүн айрым түрү болуп эсептелет. Ушул күчтөрдүн эсебинен протондор жана нейтрондор биригип атом менен биригишип, атомдун ар кандай ядролорун түзүшөт.

Нуклондор толкундук касиеттерге ээ. Ушуга байланыштуу алардын ядросунун өтө так чектелиши жок, анын өлчөмү шарттуу эмес өзгөчө ээ. Ядронун көлөмү ядродогу нуклондордун санына – A пропорциялаш. Эгер ядрону радиусу R болгон сфера катары карасак, анда R төмөнкү эмпирикалык формула боюнча эсептелет:

$$R = R_0 A^{1/3},$$

андагы $R_0 = (1,3 \div 1,7) \cdot 10^{-15}$ м. Оор ядронун, мисалы, урандын ядросунун радиусу 10^{-14} м тартибиндеги чоңдукка ээ болот.

- ? 1. Атомдун ядролору кандай бөлүкчөлөрдөн турат?
 2. Ядронун массалык саны деген эмне?
 3. Нуклондор ядрого кандай күчтүн таасири менен биригишет?

§ 70. Изотоптор

Радиоактивдүү айланууларды изилдөөлөр жаратылышта бир эле Z заряддык сандарга ээ болгон, бирок ар кандай массалык сандуу A атом ядролорунун болорлугун көргөзгөн. Мындай химиялык элементтер Менделеевдин таблицасында бир эле орунда ээлешкендиктен англис физиги жана химик Ф. Содди тарабынан 1913-жылы *изотоптор* деп аталган. Бир эле элементтин изотопторунун ядролук касиеттери ар башка, бирок алардын химиялык касиеттери дээрлик бирдей. Азыркы кезде жаратылышта кездешүүчү көпчүлүк элементтер изотоптордун аралашмасы катары белгилүү болду. Мисалы, уран үч изотоптон турат, алардын атомдук ядросу 219, 220, 222 массалык сандуу үч түрдө кездешет.

Радиоактивдүү эмес башка химиялык элементтерде изотоптор болушу болубу, салыштырмалуу атомдук массанын бөлчөктүү болу-

шу изотоптун болушу менен түшүндүрүлөбү? Хлордун салыштырмалуу атомдук массасы 35 ке барабар. Хлор эки же андан көп изотоптордун кошулмасы эмеспи? деген сыяктуу суроолор пайда болуп келген.

Радиоактивдүү эмес элементтердин ичинен изотопторду издөө англис физиги Дж. Томсон (1856–1940) тарабынан эксперименттик жол менен 1912-жылы жүргүзүлүп, массалык сандары 20 жана 22 болгон неондун эки түрдөгү атомун тапкан. Бул ачылыш радиоактивдүү эмес элементтерде да изотоптордун болорлугун далилдеген. Англис физиги жана химиги Ф. Астон (1877–1945) Томсондун илимий изилдөөлөрүн улантуу менен, 1919-жылы жаны курал (масс-спектрограф) түзүп, анын жардамы аркылуу ошол эле жылы хлор жана сымаптын изотоптору болорун далилдеген. Андан кийинки жылдары көптөгөн химиялык элементтердин туруктуу изотопторун (212) ачкан жана алардын закон ченемдүүлүктөрүн изилдеген. Бул эмгектери үчүн 1922-жылы Астон химия боюнча Нобель сыйлыгына татыктуу болгон. Туруктуу элементтердин көпчүлүгү изотоптордун кошулмалары болорлугун да көргөзгөн.

Масса – спектроскопиялык изилдөөлөр бардык химиялык элементтерде изотоптордун болорун аныктаган. Алардын айрымдары радиоактивдүү болсо, айрымдары туруктуу (стабилдүү). Бир катар оор элементтер ар кандай жарым ажыроо мезгилдүү радиоактивдүү изотопторго гана ээ болушат.

Изотоптордун атомдук ядролорунун заряддык сандары Z бирдей болгондуктан, изотоптордун атомдору бирдей электрондук оболочкаларга ээ жана бирдей химиялык, ошондой эле дээрлик бирдей физикалык касиеттерге ээ болушат. Ушуга байланыштуу изотоптор химиялык жол менен ажырабайт. Аларды ажыратыш үчүн атомдордун ар кандай массага ээ болууларынын эсебинен пайда болуучу бууланууларынын, диффузияланышынын ж.б. процесстеринин ылдамдыктарынын анча чоң эмес айырмачылыктары пайдаланылат.

Суутектин изотоптору чон практикалык мааниге ээ. ${}_1\text{H}^1$ изотобунан башка дагы оор суутеги бар. Анын атомдук ядросу ${}_1\text{H}^2$ бир протондон жана бир нейтрондон турат, аларды дейтрондор деп аташат. Суутегинин үчүнчү изотобу *третий* деп аталат. Анын ядросу ${}_1\text{H}^3$ бир протондон жана эки нейтрондон турат. Бул изотоп радиоактивдүү, жарым ажыроо мезгили 12,26 жыл.

Масс-спектографтын жардамы менен ошол мезгилде белгилүү болгон оор элемент-урандын изотоптору табылган. Табигый уран негизинен эки изотоптун ${}_{92}\text{U}^{238}$ жана ${}_{92}\text{U}^{235}$ кошулмасынан турат.

1. Изотоптор деп эмнени айтабыз?
2. Радиоактивдүү эмес элементтерде изотоптор болобу?
3. Суутегинин изотоптору жөнүндө түшүнүк бергиле.

§ 71. Ядролук күчтөр

Эгер атом ядролору протондор жана нейтрондордон гана турушса, анда ядролордун туруктуу болушу кантип түшүндүрүлөт? Бир аттуу заряддар менен заряддалган протондор атом ядросунда бири биринен эң эле кичине аралыкта болушуп, бири бирин эбегейсиз чоң күч менен түртүшөт. Буга карабастан атомдун ядролору өтө эле бекем түзүлүштү берет.

Мисалы, гелийдин ядросун өз өзүнчө протондорго ажыратыш үчүн анын эки электронун ядродон ажыратууга кеткен энергиядан жүздөгөн мин эсе көп энергияны жумшоо зарыл болот. Демек, ядронун ичиндеги нуклондордун ортолорунда электр күчтөрүнө караганда көптөгөн эсе ашыктык кылган эң эле чоң тартылуу күчтөрү аракет кылынат. Бүткүл дүйнөлүк тартылуу закону боюнча аракет кылуучу гравитациялык күчтөр да мындай күчтүү тартылууну бере албайт. Анткени гравитациялык күчтөрдүн чондугу протондордун электрдик түртүлүү күчтөрүнөн көптөгөн эсе аздык кылат. Демек, ядродогу нуклондордун өз ара аракеттенүү күчтөрү жаны өзгөчө түрдөгү күчтөр болуп эсептелет. Жаратылыштагы өз ара аракеттенүүлөрдүн ичинен эң эле күчтүүсү. Бул күчтөр ядролук деп аталышат.

Азыркы күнгө чейин ядролук күчтөрдүн толук теориясы түзүлүп бүтө элек. Ошондой болсо да ядролук күчтөрдүн бир катар сапаттык жана сандык мүнөздөмөлөрү жетишерлик өлчөмдө белгилүү.

Электр-магниттик талаанын булактары болуп электрондор, протондор сыяктуу электр зарядына ээ болушкан бардык бөлүкчөлөр эсептелишет. Ал эми ядролук талаанын булактарын нуклондор түзүшөт. Нуклондор электр заряддарына ээби же жокпу, ага карабай бардык нуклондор (протондор жана нейтрондор) чондуктары жана белгилери боюнча бирдей спецификалык «ядролук заряддарга» ээ болушат.

Ядролук күчтөрдүн электрдик эмес жаратылышта болушу аларды заряддык көз карандысыздыкка алып келет: нуклондор ортосунда болгон ядролук күчтөр ал бөлүкчөлөр электр заряддарына ээби же жокпу андан көз каранды эмес. Ядролук күчтөр аркылуу нейтрон нейтрон менен, нейтрон протон менен жана эки протон өз ара бирдей эле аракеттенишет.

Кулондук жана ньютондук күчтөрдө ал күчтөр чекиттик булактардын (электр заряддары, массалары) ортолорундагы ара-

лыктын квадратына тескери пропорциялаш азайышса, ядролук күчтөр болсо нуклондордун ортолорундагы аралыктан өтө эле тез азаят. Ядролук күчтөр ядродогу бөлүкчөлөрдүн ортолорундагы аралык өлчөмүндө өтө эле чоң болот, бирок аралыктын өсүшү менен тез төмөндөйт, мисалы, $3 \cdot 10^{-13}$ см ден ашкан аралыкта бул күч дээрлик сезилерлик болбой калат. Ошентип, оордук жана электр күчтөрүнөн айырмаланып, ядролук күчтөр кыска аралыкка аракет этүүчү күчтөр болуп эсептелет.

Ядролук күчтөрдүн аракет этүү радиусунун эң эле кичине чондукта болушу, бир нече нуклондорду камтыган ядронун ичинде ар бир нуклон ядродогу бардык нуклондор менен эмес өзүнө түздөн түз жакын гана нуклон менен өз ара аракеттенет дегенди билдирет.

Атом ядросу менен суюктуктун тамчысынын бир катар окшоштуктары бар экендигин белгилеп кетсек болот. Ядродогу нуклондор, суюктуктагы молекулалар сыяктуу өзүнө эң эле жакын болгон нуклондор менен гана өз ара аракеттенишет. Ядронун тыгыздыгы, тамчы сыяктуу эле, өлчөмүнөн көз карандыда эмес. Сырткы бетиндеги нуклондор ичкилери менен бир жактуу гана байланышта болушат жана ядронун беттик тартылуу күчүнүн таасири менен тамчы сыяктуу эле сфералык формага ээ болот.

Дүүлүккөн ядролордогу нуклондор, ысытылган тамчыдагы молекулаларга окшоп, термелүүдө болушат. Нуклондордун бири бири менен көп сандаган кагышууларынын натыйжасында алардын ичинен айрымдары ядролук күчтөрдү жеңүүгө жетишерлик энергияга ээ болушуп, суюктук бууланган кездеги молекулаларга окшоп, ядродон учуп кетишет. Ядронун суюктуктун тамчысы сыяктуу модели ядролордун радиустарын эсептөөгө жана ядронун айрым касиеттерин так түшүндүрүүгө мүмкүндүк берет.

Тажрыйба ${}^4_2\text{He}$ гелийинин ядросу өзгөчө бекем экендигин көргөзгөн. Ушуга байланыштуу радиоактивдүү ажыроо кезинде ядродон көбүнчө α – бөлүкчөлөрү бөлүнүп чыгат. Демек, ядронун ичинде өз ара тартылуу күчтөрү эки протондун жана эки нейтрондун ортолорунда көбүрөөк таасир этет. Негизинен бирдей сандагы протондордон жана нейтрондордон турган ядролор бир кыйла бекем болушат. Эгер ядродо протондордун саны көп болсо, алардын ортолорундагы электрдик түртүлүү күчтөрү мындай ядронун бекемдигин төмөндөтүүгө алып келет. Протондорго караганда нейтрондору көп болгон ядролор туруктуурак болушат.

1. Ядролук күчтөр жөнүндө түшүнүк бергиле.
2. Оордук жана электр күчтөрүнөн ядролук күчтөрдүн айырмасы эмнеде?

3. Атом ядросу менен суюктуктун тамчысынын окшоштуктары кандай?

§ 72. Атомдун ядролук байланыш энергиясы. Массанын дефектиси

Атом ядросунда нуклондор өз ара ядролук күчтөр менен байланышкан. Ошондуктан ядрону өз алдынча протондорго жана нейтрондорго ажыратыш үчүн чоң энергия талап кылынат. Бул энергия *байланыш энергиясы* деп аталат.

Эгер бош протондор жана нейтрондор биригишип ядрону түзүшкөн болсо, ушундай эле чоңдуктагы энергия бөлүнүп чыкмак. Демек, Эйнштейндин салыштырмалуулуктун атайын теориясына ылайык атом ядросунун массасы аны түзгөн бош протондор менен нейтрондордун массаларынын суммасынан аз болушу керек. Ядронун байланыш энергиясына ΔE_6 туура келүүчү массанын бул айырмасы Δm Эйнштейндин төмөнкү катышы менен аныкталат:

$$\Delta E_6 = \Delta m \cdot c^2, \quad \Delta m = \frac{\Delta E_6}{c^2} \quad (72.1)$$

Атом ядросунун байланыш энергиясы чоң болгондуктан массанын бул айырмасын түздөн-түз өлчөөгө мүмкүндүк болот. Масс-спектрографтын жардамы менен бардык атом ядролору үчүн массанын мындай айырмасы табылган.

Ядрону түзүүчү бош протондор менен нейтрондордун кыймылсыз абалдарындагы массаларынын суммасы менен ядронун массасынын ортолорундагы айырма ядронун массасынын дефектиси деп аталат.

$$\Delta m = Zm_p + Nm_n - m_{яд} \quad (72.2)$$

Ядронун массасы ($m_{яд}$) дайыма бул ядрону түзүүчү бөлүкчөлөрдүн массаларынын суммасынан (бөлүкчөлөрдүн массалары алардын ядродон тышкары, бош абалдарында өлчөнөт) кичине болорлугун атом ядролорунун массаларын азыркы кездеги жогорку тактыктагы өлчөөлөр көргөзгөн. Мисалы, гелийдин ядросун түзүүчү бош абалдагы эки протондун жана эки нейтрондун массаларынын суммасы $2 \cdot 1,00759 + 2 \cdot 1,00898 = 4,03314$ м.а.б. (массанын атомдук бирдиги катары кычкылтектин изотобунун ${}^6_6\text{C}^{12}$ атомдук массасынын $1/12$ бөлүгү кабыл алынган: $1 \text{ м.а.б.} = 1,6605655 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,6605655 \cdot 10^{-24} \text{ г}$) барабар болсо, гелийдин ядросунун массасы $4,00277$ м.а.б. барабар. Демек, гелийди нуклондордон түзүлүшүндө $\Delta m = 4,03314 - 4,00277 = 0,03037$ м.а.б массанын жетишсиздиги («дефектиси») келип чыгат. Бул

массага (Эйнштейндин белгилүү $E = mc^2$ катышына ылайык) $\Delta E_6 = 0,03037 \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} \times 9 \cdot 10^{20} = 28,2 \text{ МэВ}$ энергия туура келет. Бош абалдагы эки протондон жана эки нейтрондон гелийдин ядросу түзүлгөндө ушул энергия бөлүнүп чыгат. Гелийдин ядросун бош протондор менен нейтрондорго ажыратууда да ушундай эле энергия чыгымдалышы керек. Ушуга байланыштуу $\Delta E_6 = 28,2 \text{ МэВ}$ чоңдугу гелийдин ядросунун «байланыш энергиясы» деп аталып, бул ядронун бекемдигин мүнөздөйт.

Z протондордон жана N нейтрондордон турган ядронун байланыш энергиясы

$$\Delta E_6 = (Zm_p + Nm_n - m_{\text{яд}})c^2, \quad (72.3)$$

барабар. Мындагы m_p – протондун, m_n – нейтрондун, $m_{\text{яд}}$ – ядронун массалары. Ошентип атом ядросунун байланыш энергиясы массанын дефектиси менен өлчөнөт. Ядронун туруктуулугу бир нуклонго туура келүүчү орточо байланыш энергиясы аркылуу да туюнтулат:

$$E_{\text{орт.}} = \frac{\Delta E_6}{Z + N} = \frac{\Delta E_6}{A}.$$

Гелий үчүн $E_{\text{орт.}} = \frac{28,2}{4} = 7,05 \text{ МэВ}$.

Мезгилдүү системанын башталышына жана аягына жайгашкан элементтердин ядролорунун туруктуулугу азыраак болот. Алардын нуклондорунун орточо байланыш энергиялары темир менен никелдикине караганда кичинелик кылат.

Эгер ядро ΔE_6 байланыш энергиясына барабар болгон эң төмөнкү мүмкүн болгон энергияга ээ болсо, анда ал ядро *негизги энергетикалык абалда* болот. Эгер ядро $E > E_{\text{мин}} = \Delta E_6$ энергиясына ээ болсо, анда ал дүүлүккөн энергетикалык абалда болот. $E = 0$ болгон учур ядрону түзүүчүлөргө – нуклондорго ажыратууга туура келет.

- ? 1. Байланыш энергиясы деген эмне?
 2. Ядронун массасынын дефектиси эмнеге барабар?
 3. Орточо байланыш энергиясы кантип алынат?

§ 73. Ядролук реакция. Ядролук реакцияларда энергиянын бөлүнүп чыгышы

Атом ядролорунун ар кандай бөлүкчөлөр менен же болбосо, өз ара аракеттенүүлөрүнүн негизинде жасалма түрдө бири бири-не айлануулары *ядролук реакциялар* деп аталат. Ядролук реак-

циялар ошондой эле ядролордун электрондор жана фотондор менен кагылышууларынан да пайда болот.

Альфа бөлүкчөсү азоттун атомунун ядросу менен түздөн түз кагылышканда ядрого кирип кеткендиги байкалган. Азоттун ядросу α – бөлүкчөсүн жуткандан кийин туруксуз абалга келип, протонду чыгаруу менен кычкылтектин атомунун ядросуна айланган. Ошентип, Резерфорд гелий менен азоттун ядролорунун кычкылтек менен суутегинин ядролоруна айлангандыгын байкаган. Бир элементтин атомдорунун ядролорунун башка ядролорго айлануулары ядролук реакцияларды берет.

Э. Резерфорд жасалма ядролук реакциялардын иш жүзүнө ашырылыш мүмкүндүгүн көргөзө алган. Кийинчерээк англис физиги П. Блэкетт (1897–1974) Вильсон камерасында азоттогу α – бөлүкчөлөрүнүн издерин бир нече фото сүрөткө түшүргөн. Алардын ичинен сегизинде жогоруда айтылган ядролук реакциялар тартылган.

Жогоруда каралган реакцияларда белгиленгендей ар кандай элементтердин атомдук ядролорунан протондордун бөлүнүп чыгарылышы жана ядродогу заряддар протондордун зарядына байланыштуу болуусу, протондор ядролорду түзүүчү элементардык бөлүкчөлөрдүн бири экендигин күбөлөндүрөт. Эгер ядро жалан гана протондордон турган болсо, анда ядронун массасы протондун массасынан Z эсе чоң болгон болор эле (Z – заряддык сан (элементтин атомдук номери)). Чындыгында ядронун массасы бир кыйла чоңдук кылат. Демек, атомдук ядролордо протондордон башка дагы башка бөлүкчөлөр бар.

Э. Резерфорд жана англис физик-экспериментатору Д. Чэдвик α – бөлүкчөлөрү аркылуу пайда болуучу башка түрдөгү ядролук реакцияларды алышкан. Алардын ичинен бир катарында учуп чыккан протондордун энергиялары жутулган α – бөлүкчөлөрүнүн энергияларынан чоң болгон. Бул болсо мындай ядролук реакцияларда энергиянын бөлүнүп чыгуусун күбөлөндүргөн. Мындай реакциянын мисалы катары, алюминийдин атомунун ядросунун α – бөлүкчөнү кабыл алуу менен жогорку энергиялуу протонду чыгарып, кремнийдин атомунун ядросуна айлануусун алсак болот.

Мезгилдүү системанын башталышына жана аягына жайланышкан ядролор анча туруктуу эмес. Алардын нуклондорунун орточо байланыш энергиялары темир же никелдикине караганда аздык кылат. Ошого байланыштуу ядролук реакцияларды энергия бөлүп чыгаруу менен иш жүзүнө ашырууга болот. Мисал катары, эгер урандын ядросун (урандын бир нуклонунун байланыш энергиясы $7,6 \text{ МэВ}$) массалык саны боюнча темир менен никелдикине (алардын бир нуклонго болгон байланыш

энергиялары $8,75 \text{ МэВ}$ ту түзөт) жакын болгон эки ядрого бөлсөк, анда ар бир нуклонго $8,75 - 7,6 = 1,15 \text{ МэВ}$ туура келүүчү ашык ядролук энергия бөлүнүп чыгат. Ошентип, урандын ядросун бөлүүчө энергияны бөлүп чыгаруу менен жүрөт. Ар бир бөлүнгөн ядрого 200 МэВ ко жакын энергия туура келет.

1. Ядролук реакциялар кайсыл учурда пайда болот?
2. Жасалма ядролук реакциялар жөнүндө түшүнүк бергиле?
3. Резерфорд менен Чедвик башка дагы кандай түрдөгү реакцияларды алган?

§ 74. Уран ядросунун бөлүнүшү

Ядролук бөлүкчөлөрдүн ичинен эң негизгилеринен болгон уран ядросунун бөлүнүшүн карайлы. 1939-жылы француз физиги Ф. Жолио-Кюри (1900–1958), немис физиктери О. Ган (1879–1968) жана Ф. Штрассман (1902–1980) менен бир эле мезгилде эксперименттик жол аркылуу урандын ядросунун нейтрондор менен кагылышуудан бирдей эки бөлүккө бөлүнөрүн ачкан. Уран ядросунун бөлүнүү реакциясы төмөндөгүдөй жүрөт: учуп келе жаткан бөлүкчөнү өзүнө кабыл алган ядродон пайда болгон ортонку ядро дүүлүгүү абалына келип, чондуктары боюнча теңдеш келген эки бөлүккө бөлүнөт. Ошондой эле биринчилерден болуп урандын ядросунун бөлүктөргө бөлүнүү процесси жаны нейтрондордун пайда болуусу менен жүрөрлүгүн далилдеген. Ошол эле мезгилдерде Ф. Жолио-Кюри уранда абдан чоң энергия бөлүнүү менен уланма реакциянын болуу мүмкүндүгүн алдын ала айткан. Ядролук энергиянын бөлүнүп чыгуусунун бир катар технологиялык долбоорлорун да иштеп чыккан.

Андан аркы илимий изилдөөлөр уран ядросунун бөлүнүү реакциясына мүнөздүү болгон бир катар маанилүү өзгөчөлүктөрдү ачууга алып келген.

– Уран ядросун бөлүү бир кыйла зор өлчөмдөгү энергияны чыгаруу аркылуу жүрөт. Ар бир бөлүнгөн ядрого болжол менен 200 МэВ дон ашуун энергия туура келет.

– Уран – 235 изотобунун ядросу тез кыймылдагы, ошондой эле жай кыймылдагы нейтрондордун таасири менен бөлүнсө, ал эми уран – 238 дин ядросу энергиясы $1,5 \text{ МэВ}$ ден чоң болгон тез кыймылдагы нейтрондор аркылуу гана бөлүнүүгө дуушар болот.

– Урандын ядросу ажыраган учурда бөлүнүүнүн ар бир актысында бирден үчкө чейинки сандагы экинчи нейтрондор бөлүнүп чыгып турат. Бул экинчи нейтрондор урандын башка ядролору менен кагылышканда да бөлүнүүнү пайда кылышы мүмкүн. Бел-

гилүү шартта бул сыяктуу бөлүнүүлөр уланма реакцияга алып келет.

– Бөлүнүүдөн пайда болгон бөлүкчөлөр өтө эле ар түрдүү болушу мүмкүн. Алардын ичинен цинктен ($Z = 30$) башталып, самарий ($Z = 60$) менен бүткөн изотоптор кездешет. Алардын массалык сандары 72 ден 158 ге чейинки пределде жатат.

Бөлүнүп чыккан бөлүкчөлөрдүн маанилүү касиети болуп алардын радиоактивдүүлүгү эсептелет. Бөлүкчөлөрдүн ядролору өтө дүүлүккөн абалда болушкандыктан алар нейтрондорду, электрондорду жана – фотондорду чыгаруу менен стабилдүү абалга келишет.

– Нейтрондордун таасири менен жогоруда каралган уран – 238 жана 235 тин ядролорунан башка дагы оор элементтердин ядролору бөлүнүшү мүмкүн. Алардын ичинен плутоний $Pu - 239$ жана уран – 233 түн изотобу бир кыйла чоң практикалык мааниге ээ болушат.

- ? 1. Уран ядросунун бөлүнүү реакциясы кандай жүрөт?
2. Уран ядросунун бөлүнүү реакциясына мүнөздүү болгон өзгөчөлүктөр кайсылар?

§ 75. Уланма реакция

Урандын ядросу бөлүнгөн кезде эки-үч нейтрон бөлүнүп чыгат. Бул нейтрондор өзүнө жакын ядролорго кагылуу менен аларга бөлүнүү реакциясын пайда кылат. Ошентип улам бөлүнүп чыккан нейтрондордун жанындагы ядролор менен кагылышуулары арбый берип, бөлүнүү актыларынын саны арта берет. Бөлүнүүнүн мындай реакциясы химиялык уланма реакция сыяктуу эле *уланма реакция* деп аталат. Демек, уланма реакциянын пайда болуу шарты болуп, ядролор бөлүнгөн кезде нейтрондордун уламдан – улам көбөйүүсү эсептелет.

Кандайдыр бир реакция кезинде бөлүнүп чыккан нейтрондордун санынын андан мурдакы реакцияда бөлүнгөн нейтрондордун санына болгон катышы *нейтрондордун көбөйүү коэффициенти* K деп аталат. Уланма реакциянын пайда булуусунун зарыл шарты болуп $K \geq 1$ талабы эсептелет. Бул учурда убакыттын өтүшү менен нейтрондордун саны көбөйөт, же турактуу боюнча калып, уланма реакция улана берет. Эгер $K < 1$ болсо, анда нейтрондордун саны азайып, уланма реакция жүрбөй калат.

Бөлүүчү нейтрондордун ар бири эле уланма реакцияны жаратат бербейт. Алардын бир бөлүгү уланма реакция жүрүп жаткан аймагындагы бөлүнбөөчү заттын атомдорунун ядролоруна туш келип калышы да мүмкүн. Ал эми нейтрондордун кээ бири

реакция жүрүп жаткан аймактан чыгып кетип, уланма реакциянын болушуна катышпай да калат. Ошентип, уланма реакциянын жүрүшү үчүн сөзсүз эле ар бир нейтрон ядронун бөлүнүүсүн камсыз кылышы зарыл эмес. Болгону реакция жүрүп жаткан урандын массасынан бөлүнүп чыккан нейтрондордун орточо санынын убакыттын өтүшү менен кемибөөсү зарыл.

Нейтрондордун көбөйүү коэффициенти бир катар факторлордон көз каранды болот. Каралып жаткан изотоп үчүн ал бөлүнүүчү заттын санынан жана анын көлөмүнүн формасынан көз каранды. Чындыгында, нейтрондор ядролор менен кагылышканга чейин заттын ичинде белгилүү аралыкты өтүүгө тийиш. Эгер бөлүнүүчү заттын өлчөмү кичине болсо, анда экинчи пайда болгон нейтрондордун бир кыйласы заттын бетинен чыгып кетишип, уланма реакция жүрбөй калат. Анткени бул учурда K бирден кичине болот. Массалары бирдей болгон заттын эки бөлүгүнүн ичинен бети кичинесинде нейтрондордун чыгып кетүүлөрү азыраак учурайт.

Урандын өлчөмүн чоңойтуу, демек, массасын көбөйтүү аркылуу $K = 1$ болгон абалга, б. а., ажыроо реакциясы басандабай турган учурга келүүгө болот. $K = 1$ шарты орун ала турган пределдик масса критикалык масса деп аталат. Эгер урандын массасы критикалык массадан чоң болуп, $K > 1$ шарты орун алса, анда ажыроо реакциясы өтө күчтүү жүрүп, жарылууга алып келет (мындай шарт атом бомбасында колдонулат). Атом бомбасы сакталуу учурунда жарылып кетпеши үчүн андагы уранды массалары критикалык массадан кичине болгон эки же бир нече бөлүкчөлөргө бөлүп, бири биринен алыс жайгаштыруу зарыл. Эгер урандын бул бөлүктөрү кадимки эле жардыруучу заттар менен тез бири бирине жакындатылса, көз ачып жумганча эле өтө тездикте ажыроо реакциялары жүрүп, бомба жарылууга дуушар болот. Атомдук бомба жарылганда температура 10 миллион градуска дейре жетет; басым миллион атмосферага дейре көтөрүлөт. Андан тышкары атомдук жарылуу γ – нурлары, нейтрондор жана β – бөлүкчөлөрү сыяктуу интенсивдүү радиациялык булак болуп эсептелет.

Ошентип уланма реакция эбегейсиз энергия бөлүп чыгаруу менен жүрөт. Ар бир ядро бөлүнгөндө 200 МэВ го жакын энергия бөлүнүп чыгат. Ал эми 1 г урандагы ядролордун ($2,6 \cdot 10^{21}$ ядро) бардыгы толугу менен бөлүнүп бүткөндө $8,3 \cdot 10^{10}$ Дж энергия пайда болот. Бул болсо 3 т көмүрдү же 2,5 т нефтини күйгүзгөндө алына турган энергияга эквиваленттүү дегенди билдирет.

- ? 1. Бөлүнүүнүн кандай реакциясы уланма деп аталат?
2. Нейтрондордун көбөйүү коэффициенти деген эмне?

3. Уланма реакциянын улануу шарттары кайсы?
4. Нейтрондордун көбөйүү коэффициенти кандай факторлордон көз карандыда?
5. Кайсыл шартты канааттандырган урандын массасы критикалык деп аталат?

§ 76. Атом энергиясын пайдалануу

Электр энергиясынын негизги булагы болуп нефть, газ, таш көмүр сыяктуу жерден казылып алынуучу отундар аркылуу иштелүүчү жылуулук электр станциялары эсептелет. Бирок мындай түрдөгү күйүүчү отундардын запасы чектүү, анын үстүнө алар химиялык өндүрүштүн негизги сырьелору катары колдонулат. Мындай органикалык күйүүчү отундарды алмаштыруунун реалдуу жолу болуп ядролук энергияны пайдалануу эсептелет. Уран ${}_{92}\text{U}^{238}$ жана торий ${}_{90}\text{Th}^{232}$ сыяктуу ядролук сырьелорду кайра иштетип чыгуу практика жүзүндө чексиз сандагы ядролук энергияны алууга мүмкүндүк берет.

Дүйнө боюнча 5000 кВт кубаттуулуктагы биринчи атомдук электр станциясы (АЭС) Россиянын Обнинск шаарына курулган. Анын 1954-жылы ишке берилиши атом энергиясынын өндүрүштө колдонулушунун башталышы болгон. Буга дейре атом ядросунун энергиясы негизинен аскер өнөр жайларында колдонулуп келген. Андан кийинки жылдары жаңы АЭСтер курула баштаган. Алардын ирилеринен болуп 1958-жылы иштей баштаган 600 МВт кубаттуулуктагы Сибирь, 1964-жылы биринчи блогу ишке кирген 210 МВт кубаттуулуктагы Нововоронеж АЭСтери эсептелет. Нововоронеж АЭС инин 1 кВт·с электр-энергиясынын өздүк наркы системалуу түрдө төмөндөп турган. 1969-жылы Нововоронеж АЭС инин 350 МВт кубаттуулуктагы экинчи блогу иштей баштаган.

Өндүрүшкө пайдаланууга ылайыкталган 46 МВт кубаттуулуктагы АЭС Англияда 1956-жылы пайдаланууга берилсе, Америка Кошмо Штаттарында 60 МВт кубаттуулуктагы АЭС 1957-жылы ишке киргизилген. Ал эми Украинада 1976-жылдан баштап Чернобыль, Ровенск, Түштүк-Украина атомдук электр станциялары курула баштаган.

Россияда чоң кубаттуулуктагы АЭСтер кадимки күйүүчү отундардын запасы азыраак, өнөр жайы көбүрөөк өнүккөн райондорго курулган. Ал эми анча чоң эмес кубаттуулуктагы АЭСтер алыскы, шарттары таталыраак келген райондорго жайгашкан. Буга мисал катары Якутиядагы Блибино кыштагына курулган 12 МВт кубаттуулугундагы АЭСти айтсак болот. Аталган АЭС тин реакторунун кубаттуулугунун бир бөлүгү жылуу-

лукту камсыз кылуу үчүн колдонулат. АЭС электр энергиясын иштеп чыгаруу менен катар эле дениз сууларын тузсуздандыруу үчүн да пайдаланылат. Казакстандагы Шевченко (мурдагы Актау) шаарына курулган 150 МВт кубаттуулуктагы АЭС Каспий денизинен суткасына 150 000 т сууну тузсуздандырууга эсептелген.

Азыркы мезгилде атомдук электрстанциялары жылуулук электрстанциялары сыяктуу эле арзан электр энергияларын иштеп чыгарып калды. АЭСтеги электр энергиясынын өздүк наркынын төмөндөтүлүшү анын эл чарбасында кеңири колдонулушуна алып келүүдө. Ошентип, жыйырманчы кылымдын аягында өнүккөн өлкөлөрдө электр энергиясынын негизги бөлүгү АЭС те иштетилип чыгарылууга жетишилди.

1968-жылы август айында Москва шаарында 7-дүйнөлүк энергетикалык конференция болуп, анда ядролук энергетика проблемасынын актуалдуулугу белгиленип, АЭС электр энергиясын өндүрүүчү негизги булак болуп каларлыгы аныкталган.

Азыркы мезгилде ядролук кыймылдаткычтар космостук ракеталарда колдонулууда. Америкада Марс планетасына адам баласын учуруу максатында ядролук кыймылдаткыч менен иштей турган ракета курулууда. Анын иш жүзүнө ашырылышы 2011-жылга пландаштырылган. Америкалык «Прометей» проектиси боюнча ракетанын Марска учуп жетүү убактысы алты айдан эки айга чейин кыскартылган (Марс Күндөн 4-чү орунда турган планета. Жер менен Марстын ортосундагы аралык 78 миллион км). Кыймылдаткыч плутоний – 238 дин ажыроосунан бөлүнүп чыккан энергиянын эсебинен иштейт. Мындай кыймылдаткыч аркылуу иштеген ракета сыноодон өткөн. Анын жардамы менен адамдын башкаруусу жок иштеген аппараттар космоско чыгарылган.

- ? 1. Ядролук энергиянын күйүүчү отундардан алынган энергиядан айырмачылыгы.
2. Атомдук электр станцияларынын колдонулуш этаптары.
3. Ядролук кыймылдаткычтардын космикалык ракеталарда колдонулушу.

§ 77. Ядролук реактор

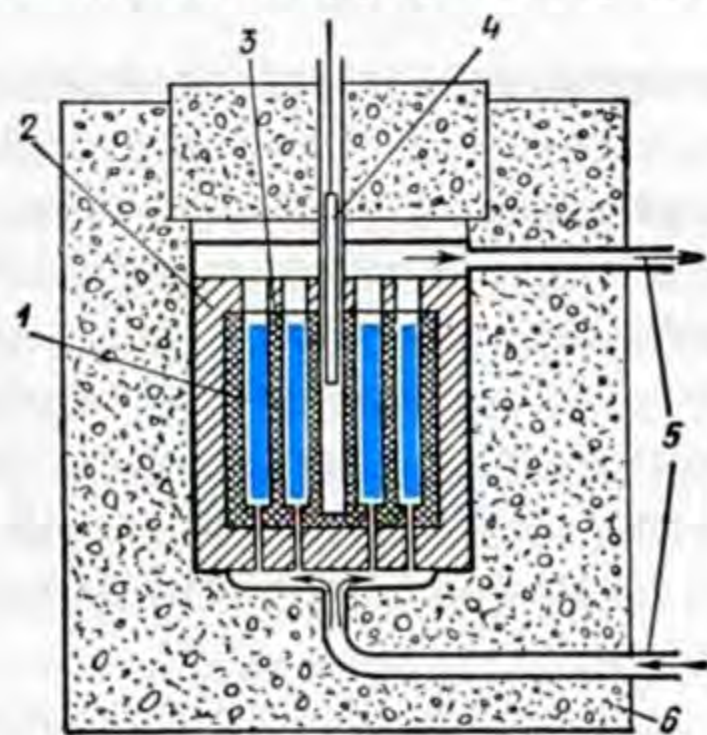
Нейтрондордун көбөйүү коэффициенти бирден кичине эле ашып кетсе ошол замат жарылуу пайда болот, ал эми $K < 1$ болсо, уланма реакция тез эле өчүп калат. Ошондуктан уланма реакция өзгөрүүсүз бир калыптагы денгээлде кармалып турулушу үчүн бул реакциянын жүрүшүн үзгүлтүксүз башкарып туруу

мүмкүндүгүнүн болушу зарыл. Мындай башкарылуучу уланма реакцияны камсыз кылуучу түзүлүш *ядролук реактор* деп аталт. Ядролук реактор биринчи жолу 1942-жылы Э. Ферминин жетекчилиги менен АКШ да курулса, Европада 1946-жылдын декабрында Москва шаарында И. В. Курчатовдун жетекчилиги астында иш жүзүнө ашырылган. Ал эми 1978-жылы бүткүл дүйнө боюнча миңге жакын ар кандай түрдөгү ядролук реакторлор иштетилген.

Реактордун негизги бөлүгүн активдүү зона түзөт. Анда өзүн кармап туруучу уланма реакция жүрүп, энергия бөлүнүп чыгып турат (70-сүрөт). Нейтрондордун пайдасыз кемүүсүн азайтуу максатында активдүү зона *нейтрондорду кайра чагылдыруучу* катмар менен капталган.

Реакция *жөнгө салуучу өзөкчө* аркылуу башкарылат. Мындай өзөкчө нейтрондорду өтө жакшы кабыл алуучу материалдардан (кадмий же бор) жасалат. Өзөкчөнү активдүү зонанын белгилүү терендигине чейин киргизүү аркылуу бөлүнүү реакциясы турактуу интенсивдүүлүктө ($K=1$) алынат.

Көпчүлүк учурларда ядролук отун катары табигый уран колдонулат. ${}_{92}\text{U}^{238}$ изотобунун ядросу нейтрондорду өзүнө кабыл алуу менен бардык эле учурларда андан аркы бөлүнүүнү улантпайт. Ушуга байланыштуу ${}_{92}\text{U}^{238}$ көбүрөөк камтылган чөйрөдө уланма бөлүнүү реакциясынын болушу мүмкүн эмес. ${}_{92}\text{U}^{238}$ ядросу жай кыймылдагы нейтрондорду өзүнө начар кабыл алса, тескерисинче, бөлүнүүчү ${}_{92}\text{U}^{235}$ изотобунун ядросу тез кыймылдагы нейтрондорго караганда жайыраак кыймылдагысын көбүрөөк эффективдүү кабыл алат. Ошондуктан, эгер бөлүнүүдөн пайда болгон нейтрондор жай кыймылга келтирилсе, табигый урандарда да уланма реакциянын алынышы мүмкүн. Урандын ядролору эн эле оор, ошого байланыштуу уран нейтрондорду начар акырындатат. Жеңил атомдордон турган заттар нейтрондорду эффективдүү акырындатат. Акырындаткычтын өзү нейтрондорду аз кабыл алуулары зарыл. Гелий нейтрондорду кабыл албайт, ошондуктан ал жакшы акырындаткыч болуп эсептелет. Практика жүзүндө акырындаткыч катары кычкылтек (графит түрүндө)



70-сүрөт. 1-жылуулук бөлүп чыгаруучу элементтер; 2-нейтрондорду кайра чагылдыргыч; 3-нейтрондордун кыймылын акырындаткыч; 4-жөнгө салуучу өзөкчө; 5-жылуулуктар өтөт; 6-тышкы коргоочу катмар.



Курчатов Игорь Васильевич (1903–1960) – орус физиги, алгач диэлектриктердин физикасы боюнча илимий иштерди жүргүзгөн. 1932-жылдан тартып Курчатовдун илимий кызыгуусу ядролук физикага өткөн. Алгач оор ядролордун бөлүнүү проблемасы боюнча иштеген. Урандын ядросунун өзүнөн өзү ажыроосунун ачылышына жетекчилик кылган. Кубаттуу ядролук реакторлордун иштелип чыгарылышына жана ишке берилишине активдүү катышкан. Курчатовдун түздөн түз жетекчилиги менен Советтер Союзунда атомдук (1949-ж.) жана водороддук (1953-ж.) бомбалар жасалып чыккан. Анын жетекчилиги менен 1954-

жылы дүйнөдө биринчи жолу атомдук электр станциясы ишке киргизилген.

же кадимки эле суу пайдаланылат. Жай кыймылдагы нейтрондор аркылуу жүрүүчү уланма реакциянын схемасы 71-сүрөттө берилген.

Эгер табигый уран ${}_{92}\text{U}^{235}$ изотобу менен 15–20% ке дейре көбөйтүлсө, анда уланма реакцияны нейтрондорду акырында туусуз эле жүргүзүүгө болот. Нейтрондорду акырындаткычы жок иштеген реакторлор *тез кыймылдагы нейтрондор реактору* деп аталат. Мындай реактор иштеген учурда ажыроого дуушар болуучу материалдар көбүрөөк санда пайда болот (72-сүрөт).

Бул болсо акырындаткычта нейтрондордун пайдасыз жоголушунун болбостугу менен түшүндүрүлөт. Андан тышкары тез кыймылдагы нейтрондорду кабыл алган ${}_{92}\text{U}^{238}$ ядролорунун өздөрү бөлүнүп, нейтрондордун көбөйүшүнө салымын кошуп турат.

Реакторлор негизинен *энергетикалык, эксперименталдык жана изилдөө максатындагы* болуп бөлүнүшөт. Ар бир реактор күйүүчү отундарынын түрлөрү, акырындаткычтары, активдүү зоналарынын түзүлүшү, жылуулук алып жүрүүчүлөрү милдеттери, иштөө режимдери, конструкциялык өзгөчөлүктөрү боюнча айырмаланышат. Ушуга байланыштуу азыркы мезгилде ар кандай түрдөгү көптөгөн реакторлор колдонулат.

Энергетикалык реакторлордун негизги түрлөрү болуп суу-суулуу (вода-водяные), газ-графиттик (газо-графитовые), ошондой эле суу-графиттик (биринчи сөз жылуулук алып жүрүүнү туюнтса, экинчиси – акырындаткычты көрсөтөт) эсептелет. Обнинскидеги биринчи АЭС тин реактору суу-графиттик түрүнө кирет. Ушундай түрдөгү ар биринин кубаттуулугу 1000 МВт болгон эки реактор Ленинграддагы (азыркы Санкт-Петербургдагы)

§ 78. Термоядролук реакция

Жогорку температура кезинде өтүүчү атомдук ядролорду синтездөө реакциясы термоядролук деп аталат. Термоядролук реакция жылдыздардын негизги энергетикалык булагы болуу менен ааламдын өнүгүшүндө зор роль ойнойт. Эки дейтондон¹ гелийдин ядросу пайда болгондо 24 МэВ ге барабар энергия бөлүнөт. Дейтондун массасын билүү менен бир килограмм дейтерийде $1,5 \cdot 10^{26}$ жуп кошулуучу ядролордун болорун оңой эле эсептеп чыгууга болот. Бир килограмм дейтерийден гелий синтезделсе бөлүнүп чыгартуран энергия төмөнкүгө барабар:

$$1,5 \cdot 10^{26} \cdot 24 = 3,6 \cdot 10^{27} \text{ МэВ} = 1,62 \cdot 10^8 \text{ кВт} \cdot \text{с}.$$

Мындай сандагы энергия – 672 литр бензинди жакканда бөлүнүп чыкмак.

Термоядролук реакция тез жүрүү үчүн зарыл болгон температуранын чондугу кандай? Дейтондорду бириктириш үчүн аларды – $3 \cdot 10^{-13}$ см аралыкка дейре жакындатуу зарыл. Бул аралыктагы алардын өз ара аракеттенүү потенциалдык энергиясы, б. а., аларды жакындатууга кеткен жумуш $7,7 \cdot 10^{-7}$ эрг = $4,8 \cdot 10^5$ эВ го барабар. Эгер бул жумуш кагылышуучу эки дейтон аркылуу аткарыла турган болсо, анда алардын ар бирине туура келүүчү кинетикалык энергия бул чондуктун жарымын түзүүсү керек:

$$\frac{1}{2} \cdot 4,8 \cdot 10^5 \text{ эВ} = \frac{3}{2} kT,$$

мындан $T \approx 2 \cdot 10^9 \text{ К}$ ($k = 1,38 \cdot 10^{-29} \text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1}$, $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$).

Жылдыздын ички катмарында мындай температура анын курамындагы суутеги практика жүзүндө жок калган жетишерлик узакка созулган эволюциядан кийин пайда болот. Мындай учурда термоядролук реакциялар орточо жана оор элементтердин айланууларына байланыштуу болот.

Күндө болуучу термоядролук реакция өзгөчө кызыгууну туудурат. Бүгүнкү күндөгү маалыматтар боюнча Күндө суутеги жетишерлик өлчөмдө, жок дегенде Күндүн массасынын жарымын түзөт. Күндүн борбордук бөлүгүндөгү температура

¹ Суутеги массалык сандары (А) 1,2 жана 3 кө барабар болгон үч изотопко ээ. Женил H_1^1 изотобунун ядросу бир протондон турат. Бул изотоп **протий** деп аталат. Оор суутеги H_1^2 **дейтерий** деп аталып, бир зарядка ($Z=1$) жана эки массалык санга ($A=2$) ээ. Анын ядросу **дейтон** деп аталып, бир протондон ($Z=1$) жана бир нейтрондон ($N=A-Z=1$) турат.

Суутегинин үчүнчү изотобу H_1^3 **третий** деп аталат. Бир зарядка ($Z=1$) жана үч массалык санга ($A=3$) ээ. Анын ядросу **третон** деп аталып, бир протонго жана эки нейтронго ээ болот.

$$1,2 \cdot 10^7 \leq T_{\odot} \leq 1,5 \cdot 10^7 \text{ K},$$

чамасында. Мындай температурада бардык жеңил элементтер иондошкон болот. Демек, зат плазма түрүндө – протондор, электрондор, жеңил ядролор жана анча көп эмес сандагы орточо жана оор ядролордун кошулмаларынан турат.

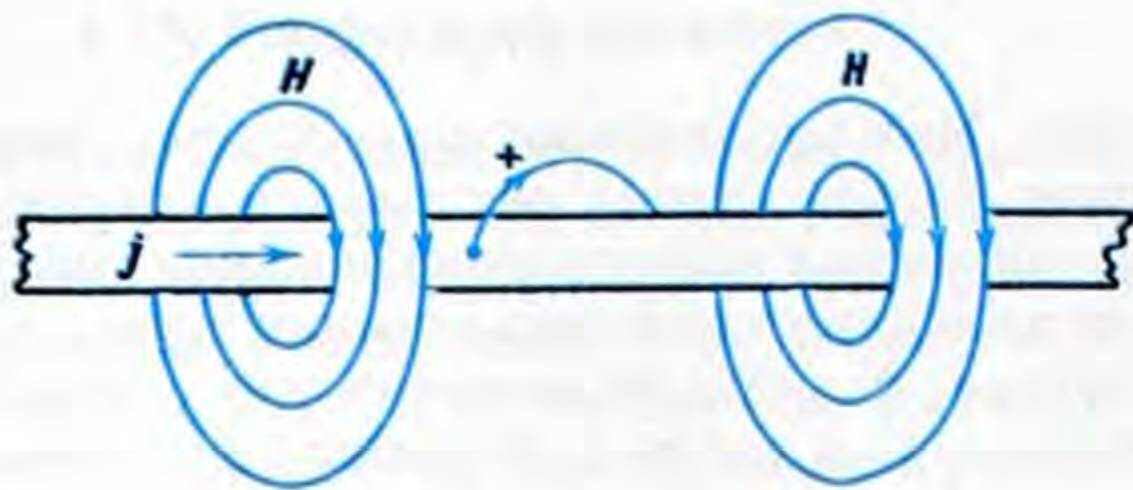
Термоядролук реакция жасалма жол менен биринчи жолу Советтер Союзунда (азыркы Россияда) эң кубаттуу водороддук бомбаны жардыруу түрүндө иш жүзүнө ашырылган. Андан жарым жыл өткөндөн кийин ушул сыяктуу жардыруу АКШ да жүргүзүлгөн. Водороддук бомбанын зарядынын милдетин суутегинин оор изотопторунун кошулмасы – дейтерий жана тритий аткарат. Реакциянын тез жана эффективдүү жүрүшүнө зарыл болгон жогорку температура, водороддук бомбанын ичине жардыргыч катары салынган бир же бир нече кадимки атомдук бомбанын жарылуусу аркылуу жетишилет. Бир водороддук бомбанын жарылуусунан бөлүнүп чыккан энергия, ондогон миллион тонна кадимки жарылуучу заттардын жарылышында бөлүнгөн энергияга эквиваленттүү.

Азыркы кездеги болгон өзгөчө кызыгуулар башкарылма термоядролук реакциянын эсебинен эл чарбасы үчүн керектүү болгон энергия алуунун мүмкүндүүлүгүндө.

Термоядролук реакцияны жасалма түрдө алуунун бир катар шарттары бар. Алардын биринчиси болуп, жок дегенде 350 миллион градустагы температурага жетишүү. Экинчиси ысык плазмадагы жогорку температуранын прибордун капталына өтпөшүн камсыз кылуу. Мындай аракет жылуулуктун азайышын төмөндөтүү үчүн эле зарыл эмес, термоядролук реакция кезиндеги температурада бир да зат катуу абалын сактап кала албагандыгында. Бул кыйынчылыктан чыгуунун жолун Россиянын Илимдер Академиясынын академиктери А. Д. Сахаров (1921–1989) менен И. Е. Тамм (1895–1971) сунушташкан (1950-ж.). Алар прибордун бетин эң жогорку ысыктыктагы плазмадан изоляциялоо максатында магнит талаасын колдонушкан. Ушундай жол менен россиялык окумуштуулар биринчи жолу температураны миллион градустан ашырууга жетишишкен.

Плазмада жогорку температура ал аркылуу өтө чоң кубаттуулуктагы электр тогун жиберүү аркылуу алынат. Ток жүргөндө плазма дээрлик толук иондоштурулуп, анда практика жүзүндө, нейтралдуу бөлүкчөлөр калбай калат. Плазманы ысытуучу ток жүргөн каналдын айланасында пайда болгон магнит талаасы, кадимки эле сызыктуу токтун айланасындагы магнит талаасынын түзүлүшүндөй болот (73-сүрөт).

Плазманы түзүүчү заряддалган бөлүкчөлөрдүн ток өтүп жат-



73-сүрөт.

кан каналдан туш тарапка болгон кыймылдары магнит талаалары аркылуу кайра кайтарылып турат. Мына ушундай жол менен прибордун беттери плазманын өтө ысык бөлүкчөлөрүнүн таасиринен корголот.

- ? 1. Термоядролук реакцияга түшүнүк бергиле.
 2. Термоядролук реакциянын жасалма түрдө алынышы.
 3. Термоядролук реакцияны жасалма түрдө алуунун кандай шарттары бар?

§ 79. Башкарылма термоядролук реакциялардын проблемалары

Атомдун жеңил ядролорунун биригүүсү жогорку температура кезинде энергия бөлүп чыгаруу менен башкарылма шарттарда жүрсө, анда мындай процесс *башкарылма термоядролук реакция* деп аталат. Он заряддалган ядролордун ортолорундагы кулондук түртүлүүгө байланыштуу термоядролук реакция жай ылдамдыкта жүрөт. Ушуга байланыштуу ядролордун синтезделүү процесси он заряды аз санда болгон жеңил ядролордун ортолорунда гана белгилүү интенсивдүүлүктө өтөт. Ошондой эле бири бири менен кагылышуучу ядролордун кинетикалык энергиялары *кулондук потенциалдык барьерди* жеңүүгө жетиштүү болуусу үчүн жогорку температуранын болушу зарылдык кылат. Табигый шарттарда суутегинин ядролорунун ортолорундагы термоядролук реакция жылдыздардын эң ички катмарында жүрүп, алардын турактуу нурдануу энергияларынын булагы болуп эсептелет. Жылдыздардагы суутегинин күйүүсү жай ылдамдыкта жүрөт, бирок жылдыздардын эң эле зор өлчөмдө жана тыкыздыкта болуусу миллиарддаган жылдар бою эбегейсиз чоң өлчөмдөгү энергиянын агымын үзгүлтүксүз чыгарып туруу мүмкүндүгүнө ээ кылат.

Жер жүзүндөгү шартта термоядролук реакция биринчи жолу водороддук бомбаны жардырууда иш жүзүнө ашырылган. Тер-

моядролук реакция үчүн зарыл болгон жогорку температура атом бомбасын жардыруу аркылуу алынган. Жогорку температуралуу дейтерийлүү плазмадагы реакцияны изилдөө башкарылма жасалма термоядролук реакцияны алуунун теориялык негизи болуп эсептелет. Мындагы эң негизги кыйынчылык *өзүн-өзү кармап туруучу* термоядролук реакцияны иш жүзүнө ашыруучу шартты камсыз кылууда. Мындай реакция үчүн реакция жүрүп жаткан системадан энергиянын бөлүнүп чыгуу ылдамдыгы системадан чыккан энергиянын ылдамдыгынан кичине болбоосу зарыл. $10^8 K$ тартибиндеги температурада дейтерийлүү плазмадагы реакция белгилүү денгээлдеги интенсивдүүлүккө ээ болуп, чоң энергияны бөлүп чыгаруу менен жүрөт.

Азыркы мезгилде бир катар өлкөлөрдө, анын ичинде, Россияда, Англияда, АКШда башкарылуучу термоядролук реакцияны иш жүзүнө ашыруу аракеттери жүрүп жатат. Азырынча жүрүшү ядролук реактордуку сыяктуу жөнгө салынуучу термоядролук реакцияны алууга мүмкүндүк боло элек. Анткени бөлүнүү реакциясынын жүрүшү үчүн жогорку температуранын зарылдыгы жок. Ал эми термоядролук реакция үчүн активдүү зонада жогорку температуранын болушу өтө эле зарыл. Ушуга байланыштуу башкарылма термоядролук реакцияны иш жүзүнө ашыруудагы эң оор маселе-жумушчу көлөмдө жогорку температуралуу плазманы жетишерлик узак убакытка дейре кармап туруу болуп эсептелет.

Жылдыздын ички катмарындагы плазма сырткы катмарларынын зор гравитациялык басымы менен кармалып турат. Ал эми анын ысыктыгы салыштырмалуу муздактыктагы тышкы катмарынан алыстыгы менен сакталат. Жер шартында азырынча мындай маселени чечүүгө мүмкүн эмес. Кандай заттан болсо да жогорку температуралуу плазманы кармап туруучу көлөмдү жасоого болбойт, анткени ал бат эле бууга айланып кетет. Ошондуктан азыркы мезгилдеги негизги максат – бул маселени чечүүдө күчтүү магнит талаасын колдонуу болуп эсептелет.

- ? 1. Башкарылуучу термоядролук реакцияларга түшүнүк бергиле.
2. *Өзүн өзү кармап туруучу термоядролук реакция кандай шартта иш жүзүнө ашырылат?*
3. *Кайсы өлкөлөрдө башкарылуучу термоядролук реакцияны иш жүзүнө ашыруу аракеттери жүрүп жатат?*

§ 80. Чернобыль кырсыгынын кесепеттери

Чернобыль Атомдук Электр-станциясы (ЧАЭС) Украинанын түндүк жаккы тарабына курулган. Анын курулушу 1976-жылы

башталган. Ар бири 1000 МВт болгон төрт блоктон турат. Кырсык ЧАЭСтин 4-блогунда 1986-жылдын 26-апрелинде болгон. Бул кырсык реактордун ар кандай шарттарда коопсуздукта иштөөсүн текшерүүгө карата эксперимент жүргүзүү учуруна туура келген. Мындай эксперимент реактордун кубаттуулугун төмөндөтүү аркылуу жүргүзүлүп жаткан.

Биринен кийин экинчиси кайталанып эки жарылуу пайда болгон. Анын биринчиси суу буусунун ажыроосунун натыйжасындагы күчтүү кошулманын жарылуусу болсо, экинчиси отундун (топливо) бууларынын кеңейүүсүнөн келип чыккан. Жарылуулар төртүнчү блоктун капкагын түртүп чыгып, анын негизинде реакторго аба кирип кеткен. Аба графиттен жасалган стержендер менен реакцияда болуп, истүү (угарный) газ пайда кылган. Бул газ күйүп өрт башталган. Мунун натыйжасында реактордун активдүү зонасы толугу менен талкаланган. Реактордон чыккан радиоактивдүү нурлар суткасына миллион кюри денгээлде он күн (1986-жылдын 26-апрелинен 6-майына дейре) айлана чөйрөгө тарап турган. Андан кийин акырындап азая баштаган. Төртүнчү блоктун талкалануу процесстеринин жүрүшү жана анын кесепеттеринин өлчөмү ядролук кырсыктардын эл аралык шкаласынын 7-денгээлине (эн оор кырсыкка) туура келген. Япониянын Хиросимо жана Нагасаки шаарларына 1945-жылдын 6-нчы жана 9-нчу августарында ташталган атом бомбаларынын бирөө канчалык кыйраткыч күчкө ээ болсо, ошондон 500 эсеге көп болгон.

1986-жылдын 15-майында Мамлекет тарабынан чечим кабыл алынып, ал боюнча эн негизги маселе ЧАЭСтин төртүнчү блогун бекитүү болгон. Ар бир вахтага 10000ден кем эмес адам катышып, алар суткасына 4 смена менен иштешкен. Блокту бекитүү 1986-жылдын ноябрында рекорддук кыска мөөнөттө аяктаган.

Украинанын саламаттыкты сактоо министрлиги ЧАЭС кырсыгынын кесепеттери боюнча белгилүү денгээлде жыйынтык чыгарган. Ошол авария болгон учурда АЭСтин кызматкерлеринен жана өрт өчүрүүчүлөрдөн 300 адам күчтүү радиациялык нурданууга дуушар болушкан. Алардын ичинен 237не «күчтүү нурданылган» деген алгачкы диагноз коюлган. Өтө эле күчтүү жабыр тарткан 31ин ошол мезгилде сактап калууга мүмкүндүк болгон эмес. 1994-жылга дейре 125 миң адам каза болсо, 2004-жылга дейре ЧАЭС кырсыгын жок кылууга катышкандардын ичинен каза болгондордун саны 583 миң адамга жеткен. Миндеген км² жер аянты радиоактивдүү нурлар менен нурданууда болгон. Бул аймакта ошол мезгилде жашаган балдар менен жаш өспүрүмдөрдүн ичинен

60% тинен көбүрөөгүнүн калкан бездеринен рак оорусуна чалдыгуу коркунучу турат. Чернобль кырсыгы көбүнчө балдардын кан оорусуна чалдыгышына, ошондой эле нерв системаларынан, тамак сиңирүү жана дем алуу органдарынан жабыркоолорунун көбөйүшүнө алып келди. Бүгүнкү күндөгү эң маанилүү маселе бул кырсыкты жок кылууга түздөн түз катышкан адамдарга өзгөчө камкордук көрүүдө болуп эсептелет. Андай адамдардын саны 432 миңден ашык (2003-ж.). Алардын ичинде Кыргыз Республикасынын тургундары да бар (2000 ге жакын адам). Эгерде илимпоздор менен адистердин активдүү аракеттери мынча жогорку деңгээлде болбогондо адамдарга тийгизген бул кырсыктын кесепеттери алда канча жогору болмок.

– Ядролук синтездөөнү жылуулук электр станциясынын булагы катары колдонуунун келечеги кандай? деген суроого АКШдагы Мэриленд университетинин профессору белгилүү физик Р.З.Сагдеев төмөнгүдөй жооп берген:

– «...Дегинкисин айтканда Чернобль кырсыгы ядролук калдыктар проблемасын чечүүгө али да болсо даяр эместигибизди көргөзүп койду, ядролук энергетика жөнүндөгү идеянын беделин түшүрдү, анын перспективасына тескери таасирин тийгизди. Ошондой болсо да атомдук электр станциясын пайдаланбай коюуга болбойт. Ал жөнүндө бир кыйла идеялар иш жүзүнө ашырылууда».

Россия боюнча бардыгы болуп 6 миллион километр квадрат аянт изилденип чыккан. Мындай изилдөөнүн негизинде цезий – 137, стронций – 90 жана плутоний – 239 менен ууланган аянттардын карталары түзүлгөн. Чернобль кырсыгынан Европанын булганган аймактык атласын түзүү боюнча Европалык коомдун көп жылдык долбоору 1997-жылы аяктаган. Бул проекттин жыйынтыгы боюнча Европанын 17 өлкөсүндө жалпы аянты 207,5 миң километр квадрат аянт цезий менен ар кандай деңгээлде булганган.

- ?. 1. Чернобль кырсыгынын себеби эмнеде болгон?
2. Бул кырсыкты жок кылуу үчүн кандай аракеттер жасалган?
3. Чернобль кырсыгынын зыяндуулугунун өлчөмү кандай болгон?

§ 81. Ядролук согуш коркунучуна каршы күрөшүү

Жогоруда ядролук реактор, термоядролук реакция, башкарылма термоядролук реакция жөнүндө кыскача түшүнүктөрдү берип кеттик. Анда термоядролук реакциянын жүрүүсүнө зарыл

болгон жогорку температура атом бомбасын колдонуу аркылуу алынарлыгы да айтылды. Атом бомбасы жарылганда өзүнүн масштабы боюнча эбегейсиз чоң кыйратуучу күчкө ээ болгон энергия бөлүнүп чыгат. Физиктер мындай ядролук энергияны алуу максатында экинчи дүйнөлүк согуштун башталышында эле (1939–1945-ж.) активдүү кирише башташкан. Атом бомбасынын жасалышы биринчи жолу экинчи дүйнөлүк согуштан кийин америкада иш жүзүнө ашырылган. Атом бомбасы жарылганда эбегейсиз сандагы ядролук энергия бөлүнүп чыгат. Ядролук жарылуунун биринчи сыноосу 1945-жылдын 16-июлунда Аламогордого (АКШ тынын Нью-Мексико штаты) жакын жерде жүргүзүлгөн. Андан кийин америкалык эки атом бомбасы Япониянын Хиросима (1945-жылдын 6 августунда) жана Нагасаки (1945-жылдын 9-августунда) шаарларына ташталган. Бул бомбанын жарылуусунан бөлүнүп чыккан энергия болжол менен 10^{21} эрг (10^{14} Дж) барабар деп эсептелинген. Мындай чоң энергиялуу атом бомбаларынын жарылуусу аталган шаарларга эбегейсиз кыйроолорду, тынч жашап жаткан бир нече миң адамдарды өлүмгө дуушар кылган. Хиросимодо 140 миңден ашык адам өлүп жана жарадар болушса, ал эми Нагасакиде 75 миңге жакын адам өлгөн. Андан кийин да атом бомбасынын жарылуусунун кесепетинен бир нече жүздөгөн адам өлүмгө дуушар болушкан.

Атом бомбасынын мындай кыйраткыч түрүндө колдонулушу согуш максатында болгон эмес. Жөн гана ошол учурда атом куралына ээ болуп турган американын башкаруучуларынын тынчтыкты жана эркиндикти сүйгөн элдин жүрөгүнүн үшүн алууну көздөгөн максаты болгон.

Атомдун «жашыруун сыры» 1947-жылы академик И. В. Курчатовдун жетекчилиги менен Советтер Союзунда да ачылган. 1949-жылдын августунда атом бомбасынын эксперименталдык жардырылышы иш жүзүнө ашырылган. Андан кийин 1953-жылдын 12-августунда Советтер Союзунда андан да бир нече эсе кубаттуу болгон водороддук бомбанын биринчи жолку сыналышы жүргүзүлгөн. Ошентип ХХ кылымдын орто ченинен баштап капиталисттик өлкө болгон Америкада жана социалисттик өлкөлөрдүн башында турган СССРде адам баласына кыргын салуучу атомдук жана водороддук бомбалар менен жарыша куралдануулар башталган.

Аталган эки система ошол мезгилде ядролук куралдануунун тигил же бул түрүнөн биринен бири өтүп турган. Алардын өз ара келишпестиктери бүткүл адамзатын термоядролук согуштун коркунучуна алып келген. Бул коркунучту биринчилерден болуп сезген, советтик водороддук бомбанын түзүүчүсү А. Д. Са-

харов 1955-жылы эле ядролук куралдарга сыноо жүргүзүүгө каршы чечкиндүү күрөшүн баштаган. А. Д. Сахаровдун тынчтыкты бекемдөөдөгү мындай эмгектери Нобель сыйлыгына татыктуу болгон. Кандай гана дүйнөлүк согуш болбосун баары бир атом куралдары колдонулмак. Адам баласы кыргынга түшмөк. Дүйнөдө мындай алааматты болтурбоо максатында батыштын айрым илимпоздору (Джон Гэлбрейт, Питирим Сорокин, Бертран Рассел ж. б.) да атом куралдарына ээ болушкан мамлекеттердин жетекчилерине кайрылышып, аларды кандай гана талаш-тартыш маселелер болбосун тынчтык жолу менен чечүүгө үндөшкөн. Мындай чечкиндүү күрөшүүлөрдүн негизинде ядролук куралдарды колдонбоо боюнча 1963-жылы Эл аралык Москва келишими кабыл алынган.

– Ядролук куралдар жөнүндө Сиздин оюнуз кандай? деген суроого АКШдагы Мэриленд университетинин профессору, Россиядагы И. В. Курчатов атындагы атом энергиясы институтунда мурда (1956–1961-жылдарда) иштеген Р. З. Сагдеев төмөндөгүдөй жооп берген:

– Эң эле тескери. Эбегейсиз көп сандагы атом бомбалары Чеченстандагы терроризм проблемасын да, Ирактагы проблеманы да чече албайт... Эң эле кейиштүүсү ядролук куралдарга ээ болушкан жана аларды сактап турушкан өлкөлөр ядролук куралсыз өлкөлөрдү мындай ядролук куралдарга ээ болууга кандайдыр бир денгээлде түрткү болушууда.

1. *Атом бомбасынын жасалышы качан жана кайсы өлкөдө башталган?*
2. *Ядролук жарылуунун биринчи сыноосу качан жана кайсыл жерде жүргүзүлгөн?*
3. *Хиросимо жана Нагасаки шаарларына ташталган атом бомбаларынын кесепеттери кандай болгон?*
4. *Водороддук бомбанын биринчи жолку сыналышы качан жана кайсыл өлкөдө жүргүзүлгөн?*
5. *Ядролук согуш коркунучуна каршы күрөшүүдөгү А. Д. Сахаровдун ролу.*

ЭЛЕМЕНТАРДЫК БӨЛҮКЧӨЛӨР

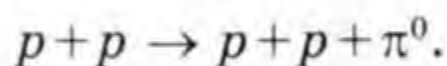
§ 82. Элементардык бөлүкчөлөр жана алардын касиеттери

Элементардык бөлүкчөлөр – татаал бөлүкчөлөрдү түзүүчү алгачкы бөлүкчөлөр дегенди билдирет. Азырынча элементардык бөлүкчөлөргө так аныктама бериле элек. Болгону мындай бөлүкчөлөргө тиешелүү болгон бир катар касиеттер гана белгиленүүдө. 1932-жылга чейин физиктерге үч эле элементардык бөлүкчөлөр (электрон, протон жана фотон) белгилүү болсо, 1956-жылы отузга жакын элементардык бөлүкчөлөр белгилүү болгон. Ал эми бүгүнкү күндө белгилүү болгон микробөлүкчөлөрдүн саны Менделеевдин таблицасындагы элементтердин санына тендеш болуп кетти. Ар кандай заттардын атомдору жана молекулалары протон, нейтрон жана электрон сыяктуу негизги элементардык бөлүкчөлөрдөн турат. Булардан тышкары деле элементардыкка таандык болгон көп сандаган бөлүкчөлөр бар, бирок заттардын түзүлүшүнө болгон алардын мааниси азырынча так белгисиз, изилдөөлөр улантылууда.

Элементардык бөлүкчөлөр бир катар касиеттерге ээ. Алардын эн башкысы болуп, башка бөлүкчөлөр менен кагылышканда жаңы бөлүкчөнү пайда кылууга жөндөмдүүлүгү эсептелет. Жаңы бөлүкчөнү пайда кылуу мүмкүндүгү – Эйнштейндин катышына

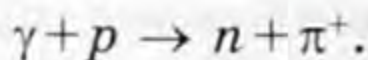
$$E_{\text{рел}} = mc^2$$

негизделген релятивисттик эффекттен келип чыгат. Бул катыш боюнча кагылышуудагы энергиянын балансына кагылышууга катышкан бөлүкчөлөрдүн кинетикалык энергиялары, ошондой эле кыймылсыз абалдагы массаларына тиешелүү болгон энергия катышат. Кагылышуу кезинде бул энергиялар бири бирине өтүп кетүүлөрү мүмкүн. Мисалы, эки протон кагылышса пион пайда болот:



Эгер бөлүкчөлөр жаңы бөлүкчөлөрдү пайда кылууга жөндөмдүү болушса, анда алар кагылышуудан жутулуп да кетиши, башкача айтканда жок болуп кетиши да мүмкүн. Андан дагы бир эле кагылышууда жутулуу да жана жаңы бөлүкчө да пайда болуусу, башкача сөз менен айтканда бир бөлүкчө экинчи бөлүкчөгө айланып кетиши мүмкүн. Мисалы, γ – кванты менен протон кагы-

лышса таптакыр башкача бөлүкчөлөр: оң заряддуу пион жана нейтрон пайда болот:



Элементардык бөлүкчөлөрдө жаңы бөлүкчөлөрдү пайда кылуу жана жутулуу процесстеринин болушу, «элементардык бөлүкчөлөр тигил же бул бөлүкчөлөрдөн турат» деген түшүнүктүн мааниге ээ эместигин көргөзөт. Ошондой болсо да элементардык бөлүкчөлөр кандайдыр бир «бөлүктөрдөн» турат, бирок ал ядро нуклондордон турат деген мааниде эмес.

Элементардык бөлүкчөлөрдүн башка маанилүү касиети алардын көп санда болуусунда. Жыйырманчы жылдары физиктер бүткүл дүйнө үч түрдөгү элементардык бөлүкчөлөрдөн – электрондордон, протондордон жана электромагниттик нурдануулардын кванттарынан гана турат деген түшүнүктө болушкан. Отузунчу жылдарда болсо элементардык бөлүкчөлөрдүн саны көбөйдү, бирок анча көп эмес санда. Болгону нейтрон, позитрон, мюон, нейтрино белгилүү болду. Ал кезде ар бир жаңы бөлүкчөнүн ачылышы физиктер үчүн чоң жетишкендик болуп эсептелген. Кыркынчы жылдын акырында физик-теоретиктер алдын ала айтышкан пиондор ачылган. Ал эми элүүнчү жана алтымышынчы жылдары жаңы ачылган бөлүкчөлөрдүн саны жүздөн ашып кеткен.

Дээрлик бардык бөлүкчөлөр стабилдүү эмес. Эркин абалында стабилдүү болгон тогуз бөлүкчөлөр: протон, электрон, фотон, ошондой эле антипротон, позитрон жана нейтринонун төрт түрү бар. Эркин абалында нейтрон 11,7 минута, мюон 10^{-6} с, заряддалган пион 10^{-8} с, гиперондор жана каондор 10^{-10} с жашай алышат.

- ? 1. Элементардык бөлүкчөлөр жөнүндө кыскача түшүнүк бергиле.
2. Эки протон кагылышса кандай бөлүкчө пайда болот?
3. γ – кванты менен протон кагылышса кандай бөлүкчөлөр пайда болот?
4. Эркин абалында стабилдүү болгон канча жана кайсыл бөлүкчөлөр бар?

§ 83. Бөлүкчөлөр жана антибөлүкчөлөр

Англис физиги П. Дирак (1902–1984) 1929-жылы теория жүзүндө позитрондун болорун алдын ала айткан. Үч жылдан кийин позитрон космостук нурдануунун курамынан табылган. Бул факт Дирактын теориясынын тууралыгын далилдөөдө гана эмес, позитрон эң биринчи табылган антибөлүкчө болгондугу менен

да баалуу болгон. Ошентип, релятивисттик квант теориясы ар бир бөлүкчөнүн антибөлүкчөсү болорлугун айкындаган. Бөлүкчөлөрдүн жана антибөлүкчөлөрдүн тынч абалындагы массалары, жашоо убактылары бирдей. Бөлүкчөлөрдүн да, антибөлүкчөлөрдүн да электр заряддары абсолюттук чоңдуктары боюнча бири бирине барабар, бирок белгилери боюнча карама-каршы¹.

Тажрыйба жүзүндө биринчи жолу табылган антибөлүкчө «он электрон» – позитрон болгон. Ушундай эле кош бөлүкчөлөрдүн мисалына оң жана терс мюондор, оң жана терс пиондор жана каондор кирет. Башка антибөлүкчөлөрдүн аттары тиешелүү болгон бөлүкчөлөрдүн аттарынын баш жагына «анти» ни кошуп жазуу менен алынат. Ал эми аларды белгилөө үчүн ошол эле символ колдонулат, бирок үстүнө сызыкча коюлат: протон p , антипротон \bar{p} ; нейтрон n , антинейтрон \bar{n} . Фотондун, нейтралдуу пиондун жана эта-мезондун антибөлүкчөлөрү жок (бул бөлүкчөлөр жана алардын антибөлүкчөлөрү дал келишет деп айтсак да болот).

Позитрон электрон менен бириккенде эки бөлүкчө тең жок болуп, чоң энергиялуу фотондордун пайда болорлугу да Дирак тарабынан алдын ала айтылган. Мунун тескери процесси да болушу мүмкүн. Жетишерлик чоң энергиялуу фотондун ядро менен кагылышуусунан электрон-позитрон кош бөлүкчөлөрү пайда болот.

Элементардык бөлүкчөлөрдүн ортолорунда болгон реакциянын негизинде бир бөлүкчөнүн жок болуп кетиши (аннигиляцияланышы), ошондой эле башка бөлүкчөнүн пайда болушу, бөлүкчөлөрдүн бири бирине айланууларын туюнтат. Аны баштапкы бөлүкчөлөрдү түзүүчү жаны бөлүктөрдүн пайда болуусу катары кароого болбойт. Муну электрон-позитрон кош бөлүкчөлөрүнүн аннигиляциясынан ачык көрүүгө болот. Эки бөлүкчө тең тынч абалдарында белгилүү массаларга жана электр заряддарына ээ болушат. Мындан пайда болгон фотондор заряддарга ээ эмес, жана тынч абалдагы массалары да нөлгө барабар. Буга дейре бөлүкчөлөрдүн ичинен алгачкылардан болуп табылган, атомдун негизги түзүүчүлөрүнөн болгон электрондун түбөлүктүү эмес экендигин эч ким баамдаган эмес.

Кийинчерээк бардык бөлүкчөлөрдүн антибөлүкчөлөрү табылган. 1955-жылы антипротон ачылса, 1956-жылы антинейтрон белгилүү болгон. Антипротон терс электр зарядына ээ. Ядролору антинуклондордон, ал эми оболочкалары позитрондордон

¹ Бөлүкчөлөрдүн жана антибөлүкчөлөрдүн мындан башка да мүнөздөмөлөрү бар, бирок аларды кароо бул курстун көлөмүнөн чыгып кетет.

турган атомдор антизатты түзүшөт. 1969-жылы антигелий алынган.

1. Бөлүкчөлөрдүн жана антибөлүкчөлөрдүн окшоштугу жана айырмачылыгы.
2. Позитрон электрон менен бириккенде кандай бөлүкчө пайда болот?
3. Чоң энергиялуу фотон ядро менен кагылышканда кандай кош бөлүкчөлөр пайда болот?

§ 84. Элементардык бөлүкчөлөрдү каттоонун ыкмалары. Вильсон камерасы

Радиоактивдүү айлануулардан пайда болгон, космостук нурлардан байкалган жана атайын кубаттуу ылдамдаткычтар пайда кылган чоң энергиялуу бөлүкчөлөр фотографиялык пластинкаларга таасир этишет, молекулаларды иондоштурушат, жаркыроолорду пайда кылышат. Мына ушундай таасирлери боюнча кыймылдагы бөлүкчөлөрдү байкоого, аларды саноого, бири биринен ажыратууга жана алардын энергияларын өлчөөгө болот. Эгер бөлүкчөлөр заряддалган болушса жана жетишерлик чоң ылдамдыктарга жетишсе гана аларды байкоого мүмкүндүк бар. Нейтралдуу бөлүкчөлөрдү – фотондорду жана нейтрондорду алар заттар менен өз ара аракеттенип заряддалган бөлүкчөлөр пайда болгондо гана байкоого болот. Төмөндө мындай бөлүкчөлөргө байкоо жүргүзүүнүн негизги методдоруна жана колдонулуучу куралдарга кыскача токтолобуз.

Азыркы кезде бөлүкчөлөрдү байкоонун төмөнкү методдору колдонулат: цинтилляцияндук эсептегичтер, иондоштуруучу эсептегичтер, камера методдору, калың катмарлуу фотопластинка методу ж. б.

Бөлүкчөлөрдү каттоо үчүн колдонулган алгачкы жөнөкөй прибор катары люминесцирлөөчү зат менен капталган экран колдонулган. Экрандын жетишерлик чоң энергиялуу бөлүкчөлөр урунган чекитинде жарк этүүлөр – *сцинтилляция* пайда болот («сцинтилляция» латын сөзү, жаркылдоо, жарк этүү дегенди билдирет).

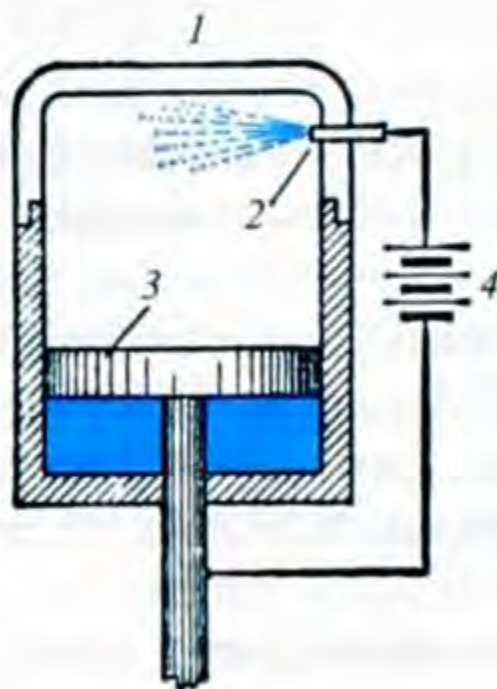
Бөлүкчөлөрдү каттоого колдонулган биринчи негизги курал (прибор) немец физик-экспериментатору Х. Гейгер (1882–1945) тарабынан 1908-жылы ойлоп табылган. Бул курал В. Мюллер тарабынан жакшыртылгандан кийин ага келип түшкөн бөлүкчөлөрдүн санын эсептөөгө мүмкүндүк болгон. Гейгер-Мюллердин эсептегичинин иштөө принциби газ аркылуу өткөн заряддалган бөлүкчөлөр кыймыл жолунда кезиккен газдын атом-

дорун *иондоштуруусуна* негизделген. Терс заряддалган бөлүкчө электрондорду түртүү менен аларды атомдордон бөлсө, он заряддалган бөлүкчө электрондорду өзүнө тартып, аларды атомдордон ажыратат.

Эгер поршендүү туюк идишке суюктук куюлуп, поршендин жардамы менен ага жогорку басым жасалса, андан кийин поршенди тез жылдыруу менен суюктуктагы басым төмөндөтүлсө,



74-сүрөт.



75-сүрөт.

анда тиешелүү температура кезинде суюктук өтө ысып кеткен абалда болушу мүмкүн. Мындай суюктук аркылуу заряддалган бөлүкчө чон ылдамдыкта өтсө, анда анын траекториясын бойлото суюктук кайнай баштайт. Анткени суюктукта пайда болгон иондор буунун пайда болуусунун борбору болуп эсептелишет. Ошентип, бөлүкчөнүн траекториясы буунун көбүкчөлөрүнүн тизмеги болуп калат, башкача айтканда көзгө көрүнгөн газ пайда болот. *Көбүктүү камеранын* иштөө принциби мына ушуга негизделген.

Бөлүкчөлөрдү каттоо жана алардын издерин байкоо максатында ошондой эле, *калың катмарлуу фотопластинка методу* колдонулат. Бул метод фотоэмульсия аркылуу өткөн бөлүкчөлөрдүн бромдуу күмүшкө таасир этүүсүнө негизделген. Фотопластинка өңүнө келтирилгенден кийин бөлүкчөлөр тарабынан калтырылган издерди көз менен да көрүүгө болот (74-сүрөт). Фотопластинка микроскоп менен толук изилденет. Бөлүкчөлөрдүн изи жетишерлик узундукта болуу үчүн фотоэмульсиянын калың катмары колдонулат.

Вильсон камерасы. Чон энергиялуу бөлүкчөлөр газдардын атомдорун иондоштурууга жөндөмдүү экендиктери азыркы кездеги эн жакшы приборлордун бири болгон *Вильсондун камерасында* да далилденди. Аталган прибор 1911-жылы англиялык

физик Ч. Вильсон (1869–1959) тарабынан курулган. Анын жардамы менен заряддалган бөлүкчөлөрдүн траекторияларын көрүүгө да, фотосүрөткө тартып алууга да болот.

Вильсон камерасы (75-сүрөт; 1-камеранын тунук бөлүгү; 2-уран тузунун кичине күкүмү; 3-поршень; 4-батарея) прошендүү цилиндрден турат; цилиндрдин үстүнкү бөлүгү тунук материалдан жасалат. Камерага анча көп эмес сандагы суу же спирт куюлат, анын ичинде буу менен абанын аралашмасы пайда болот. Поршенди тез ылдый түшүргөндө аралашма адиабаттык кеңейүүдө болуп муздайт. Ошондуктан камерадагы аба өтө каныккан бууга айланат.

Эгер аба майда чандардан тазаланган болсо, анда ашык буулардын суюктукка айланышы кыйын болот. Анткени конденсациянын борбору болбой калат. Бирок иондор конденсациянын борбору болуп калышы мүмкүн. Ушуга байланыштуу эгер камера аркылуу ушул мезгилде заряддалган бөлүкчө учуп өтүп, абадагы өзүнүн жолунда жолуккан молекулаларды иондоштурса, анда иондордун тизмегинде буулардын конденсациясы пайда болуп, камеранын ичиндеги бөлүкчөнүн кыймылынын траекториясы тумандын ичке катмары – жип сыяктуу болуп көрүнүп калат. Абанын жылуулук кыймылы тез эле тумандын бул ичке жип сыяктуу көрүнүшүн бузуп жиберет. Бөлүкчөлөрдүн траекторияларын 0,1 с чамасында гана даана көрүүгө болот. Бул убакыт аны фотосүрөткө тартып калууга жетиштүүлүк кылат.

Фотосүрөткө тартып алынган траекториянын көрүнүшү бөлүкчөнүн жаратылышы жана анын энергиясынын чондугу жөнүндө маалымат алууга мүмкүндүк берет. Мисалы, α – бөлүкчөлөрү салыштырмалуу жоон үзгүлтүксүз из калтырса, протондор-ичкерээк, ал эми электрондор пунктирлүү изди калтырат. Альфа-бөлүкчөсүнүн Вильсон камерасындагы бир фотосүрөтү 74-сүрөттө берилген.

1. Бөлүкчөлөр кандай абалдарда болгондо аларга байкоолордун жүргүзүлүшү мүмкүн?
2. Бөлүкчөлөрдү байкоонун кандай методдору бар?
3. Бөлүкчөлөрдү каттоого колодонулган биринчи прибор ким тарабынан жана качан ойлоп табылган?
4. Көбүктүү камеранын иштөө принциби кандай?
5. Вильсон камерасынын иштөө принцибине түшүнүк бергиле.

§ 85. Изотопторду, ядролук нурданууларды илимде жана техникада пайдалануу

Радиоактивдүү изотоптор ядролорду чон энергиялуу α – бөлүкчөлөрү, протондор, дейтрондор, γ – кванттары менен нурдантуудан алынат. Азыркы мезгилде радиоактивдүү изотопторду алууда нейтрондор менен нурдантуу методу өзгөчө кенири колдонулууда. Нейтрондордун булагы катары адатта ядролук реактор колдонулат.

Ядролук реакциялардын жардамы менен жаратылышта кездешүүчү бардык стабилдүү абалдагы химиялык элементтердин радиоактивдүү изотопторун алууга болот. Ошентип, ядролук реактордо жасалма түрдө алынган ар кандай жарым ажыроо мезгилдүү радиоактивдүү изотоптор пайда болот. Мындай радиоактивдүү изотоптор рентген нурларына караганда бир кыйла өтүмдүүлүк жөндөмдүүлүгүнө ээ болгон γ – нурларын жана нейтрондордун агымын чыгарат. Ушундай жол менен алынган радиоактивдүү изотоптор илим менен техниканын ар кыл тармактарында кенири колдонулат.

Кобальт, цезий (Co^{60} , Cs^{137}) сыяктуу бир катар изотоптор жогорку өтүмдүүлүккө ээ болгон γ – нурларын чыгарат. Бул нурлар бир нече сантиметр калыңдыктагы металлдан жасалган буюмдар аркылуу өтүп анда кетирилген дефекттерди байкоого мүмкүндүк берет. Ушундай эле метод менен аппараттар аркылуу куюлуп жасалган деталдардын, ширетүү аркылуу бириктирилген буюмдардын сапаттары ж.б. изилденет. Ушул эле изотоптор жабык идиштеги суюктуктун деңгээлин аныктоо үчүн да колдонулат.

Ошондой эле ушул методду пайдаланып, жалпак түрдө жасалып жаткан буюмдун калыңдыгын үзгүлтүксүз текшерип турууга болот. Эгер буюм жетишерлик жука болсо, γ – нурлары β – нурдануусу менен алмаштырылат.

Нурдануунун иондоштуруучу аракетин текстилдик өндүрүш жайларында пайда болгон электр заряддарын нейтралдаштыруу үчүн да колдонулат. Сүрүлүүдөн жиптер (өзгөчө синтетикалык жиптер) электрленишип, машинанын ар кандай бөлүктөрүнө жабышып калышат, жакшы ийрилбей да калат. Радиоактивдүү изотоптордун нурдануусу абада электр өткөрүмдүүлүгүн пайда кылып заряддарды жок кылат.

Нурдануунун иондоштуруучу аракетин медицинада да коркунучтуу шишиктерди жок кылуу үчүн колдонулат; γ – нурдануусу микробдорду өлтүрүүгө жөндөмдүү, медициналык куралдарды стерилизациялоо, жашылча-жемиштерди жана башка тамактарды бузулуп кетүүсүнөн сактоо үчүн колдонулат.

Радиоактивдүү нурдануулар жутулган кезде жылуулук бөлүнүп чыгат. Ал жылуулукту бир нерсени ысытуу үчүн колдонсо болот. Жылуулуктун мындай изотоптук булагы «Луноход-1» дин ичин белгилүү температурага чейин ысытууга колдонулган.

- ? 1. *Кандай жол менен алынган изотоптор илим менен техникада кеңири колдонулат?*
2. *Кобальт, цезий изотоптору кандай нурларды чыгарат? Алар кайда колдонулат?*
3. *Радиоактивдүү изотоптордун нурдануулары кандай касиетке ээ? Кайда колдонулат?*

§ 86. Адрондук чоң коллайдер

Адрондук чоң коллайдер (АЧК) – карама-каршы агымдагы зарядалган бөлүкчөлөрдү ылдамдаткыч. Анын максаты протондор менен оор иондорго (коргошун иондоруна) жогорку ылдамданууну берүү жана алардын кагылышуусунан келип чыккан жыйынтыктарды изилдөө болуп эсептелет. Коллайдер Женевадан анча алыс эмес, Швейцария менен Франциянын чек арасындагы ядролук изилдөөлөрдүн Европалык кеңешинин илимий-изилдөө борборунда түзүлгөн. АЧК 2008-жылга карата дүйнөдөгү эң чоң эксперименталдык түзүлүш (установка) болуп эсептелет.

Бул эксперименталдык түзүлүштүн «адрондук» деп аталганы анын адрондорго, б. а. кварктардан турган бөлүкчөлөргө ылдамданууну бергендигине, «чоң» дегени ылдамдаткычтын негизги айланасынын узундугу 26659 метрди түзгөн өлчөмүнө карата жана «коллайдер» (англисче collide – кагылышуу) дегени бөлүкчөлөрдүн тобу карама-каршы багыттарга ылдамдатылып, атайын белгилеген жерде кагылашууга дуушар болгондугуна байланыштуу болгон. Аталган ылдамдаткычтын алдына төмөндөгүдөй эксперименталдык маселелер коюлган:

XX кылымдын башталышында физикада өзгөчө маанидеги эки теория пайда болгон. Алардын бири Альберт Эйнштейндин салыштырмалуулуктун жалпы теориясы (СЖТ). Бул теория Ааламдын макролук эволюциясын окуп үйрөтөт. Экинчиси микро бөлүкчөлөрдүн закон ченемдүүлүгүн окуп үйрөтүүчү талаанын квант теориясы. Аталган эки теория бири-бири менен байланышта эмес. Ушуга байланыштуу азыркыга чейин кара туюкчадагы (черная дыра) физикалык процесстердин жүрүшү белгисиз бойдон калууда. Коюлган маселенин бири ушул проблеманы эксперимент түрүндө чечүү болуп эсептелет.

Эйнштейн узак жылдар бою талаанын бирдиктүү теориясын түзүүнүн үстүндө иштеп келген, бирок алгылыктуу жыйынтык чыгара алган эмес. Анткени ал квант механикасын колдонуудан баш тарткан. Бирок өткөн кылымдын жетимишинчи жылдарынын башында күчтүү, электромагниттик жана күчсүз өз ара аракеттешүүлөрдүн бирдиктүү теориясы – стандарттуу модель (СМ) сунушталган. Ал эми гравитациялык өз ара аракеттешүү алигиче салыштырмалуулуктун жалпы теориясынын алкагында гана кала берүүдө. Ошентип, азыркы мезгилге дейре фундаменталдуу өзара аракеттешүүлөрдүн жалпы бирдиктүү теориясы түзүлө элек. Алигиче фундаменталдуу өз ара аракеттешүү жалпы кабыл алынган СЖТ жана СМ теориялары аркылуу гана каралууда. **Кванттык гравитация** теориясын түзүлүшүнүн таталдыгына байланыштуу бул эки теорияны бириктирүү теория жүзүндө азырынча ишке ашырыла элек. Негизги маселелердин дагы бирине бул проблеманы эксперименталдык жол менен чечүү иши коюлган.

Ылдамдаткычта бөлүкчөлөрдүн кагылышуулары жүрүп жаткан учурда протондордун эле кагылышуулары болбостон, ошондой эле коргошундун ядролору да кагылышышат. Эки ядронун ультрарелятивисттик ылдамдыктагы серпилгичтүү эмес кагылышуусунда эң жогорку температурадагы ядролук заттын тыгыз кичине бөлүгү пайда болот. Мындай учурда байкалуучу физикалык кубулуштар күчтүү өз ара аракеттешүүнүн теориясындагы айрым тактоолорду берип, ядролук физика менен астрофизикага жаңы толуктоолорду киргизмекчи.

XX кылымдын ичинде теоретик-физиктер дүйнөнүн түзүлүшү тууралуу бир кыйла сандагы ар кандай идеяларды сунушташкан. Аларга **өтө күчтүү гравитация теориясы, көп өлчөмдүү мейкиндик моделдери, чоң жарылуу, физикалык сингулярдуулук, Ааламдын ачык жана туюк моделдери**, дагы ушул сыяктуулар. Бирок мындай теориялык сунуштоолор азырынча эксперимент жүзүндө анчалык толук ишенимдүү далилдөөлөргө ээ боло элек. Ошого байланыштуу чындыкка туура келген бирден – бир теорияны түзүү жана аны кабыл алуу жагы илимдин бүгүнкү күндөгү алдына коюлган максаты болуп эсептелет. Бул максатты чечүүдө аталган ылдамдыткыч аркылуу жүргүзүлгөн эксперименттердин жыйынтыктары зор роль ойнойт. Ылдамдаткычтан алынган маалыматтарга байланыштуу тигил же бул теориялардын чындыкка туура келүүсү далилденмекчи.

Адрондук чоң коллайдерди колдонуудагы алдыга коюлган маанилүү маселелер жогоруда биз атап өткөн эле проблемалар эмес, дагы бир кыйла көптөгөн илимий тактоолор пландаштырылган. Аларга бул жерде токтолуунун зарылдыгы деле

жок, анткени ал маселелер таза фундаменталдуу илимдерге тиешелүү.

Адрондук чон коллайдердин проектисин түзүү идеясы 1984-жылы пайда болгон. Бирок официалдуу кабыл алынышы кийинчерээк болуп, анын курулушу 2001-жылы башталган. Ылдамдаткычта протондордун 14 ТэВ (14 тераэлектронвольт же $14 \cdot 10^{12}$ электронвольт) энергия менен, ал эми коргошундун ядролору 5,5 ТэВ ($5,5 \cdot 10^9$ электронвольт) энергиясы менен кагылышуулары болжолдонгон. Ошентип АЧК элементардык бөлчүкчөлөрдүн дүйнө жүзүндөгү эн жогорку энергиялуу ылдамдаткычы болуп эсептелет.

Ылдамдаткыч жүз метр тереңдиктеги тегерек туннелге орнотулган. Анын узундугу 26659 м. Коллайдер 2008-жылдын 10-сентябрында официалдуу түрдө ишке киргизилип, ал 19-сентябрга дейре мурда болжолдонгон план боюнча иштеп турган. Бирок өтө жогорку өткөрүмдүүлүктөгү магниттердин ортосундагы электрдик контактын бири жарамсыз болуп калгандыгына байланыштуу коллайдердин иштөөсү токтотулган. Ал кайрадан 2009-жылдын 15-ноябрынан баштап ишке киргизилген.

Маселелер:

1. Суутек атомунун биринчи борбордук орбитасы ($r=0,53 \text{ \AA}$) боюнча кыймылдагы электрондун сызыктуу ылдамдыгы самолёттун 1000 км/саат менен учкан ылдамдыгынан канча эсе чондук кылат:

Берилди: $r = 0,53 \text{ \AA} = 0,53 \cdot 10^{-10} \text{ м}$; $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$; $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$; $v_2 = 1000 \text{ км/саат} \approx 277,8 \text{ м/с}$.

Табуу керек: $\frac{v_1}{v_2} - ?$

Чыгарылышы: Электрондун атомдун ядросу менен болгон электрдик өз ара аракеттенүү күчү F Кулондун закону $F = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$

боюнча аныкталат (СИ системасында). Ал эми электрондун атомдун ядросу тарабынан болгон Кулондук тартылуу күчү борборго

умтулуу күчү $F = \frac{m_e v_1^2}{r}$ болуп эсептелет. Мындагы m_e – электрондун массасы, v_1 – электрондун сызыктуу ылдамдыгы, r –

биринчи Бордук орбитанын радиусу. Демек, $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{m_e v_1^2}{r}$, мын-

дан $v_1 = \frac{e}{\sqrt{4\pi\epsilon_0 m_e r}}$. Мындагы $\epsilon_0 = 8,85418782 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{м}}$ – электр-

дик турактуулук. Сан маанилерин койсок

$$v_1 = \frac{1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}}{\sqrt{4\pi \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{м}} \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг} \cdot 0,53 \cdot 10^{-10} \text{ м}}} = 2,2 \cdot 10^6 \text{ м/с, алынат.}$$

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{2,2 \cdot 10^6}{277,8} = 7919. \text{ Демек, электрондун айлана боюнча болгон сы-}$$

зыктуу ылдамдыгы самолёттун кыймыл ылдамдыгынан 7919 эсе чон.

Э с к е р т ү ү: v_1 – электрондун сызыктуу ылдамдыгын эсептөөдө

бирдиктердин $1 \text{ Кл} = 1 \text{ с} \cdot \text{А}$; $1 \text{ Ф} = 1 \frac{\text{Кл}}{\text{В}} = \frac{\text{с}^4 \cdot \text{А}^2}{\text{м}^2 \cdot \text{кг}}$ катыштары эсепке алынды.

2. Кинетикалык энергиясы $E_k = 100 \text{ эВ}$ болгон электрондун де Бройль толкун узундугун тапкыла (классикалык учурду карагыла).

Берилди: $E_k = 100 \text{ эВ} = 1,00 \cdot 10^2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$; $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$;
 $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$.

Табуу керек: λ – ?

Чыгарылышы: Эгер электронду классикалык бөлүкчө деп кабыл алсак, анда электрондун импульсу p менен кинетикалык энергиясынын ортосундагы байланыш $E_k = \frac{m_e v^2}{2} = \frac{m_e^2 v^2}{2m_e} = \frac{p^2}{2m_e}$

барабардыгы аркылуу туюнтулат. Мындан $p = \sqrt{2m_e E_k}$. Де Бройль

толкун узундугу $\lambda = \frac{h}{p}$ барабардыгы аркылуу туюнтулат, демек

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2m_e E_k}} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}}{\sqrt{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг} \cdot 1,6 \cdot 10^{-17} \text{ Дж}}} = 1,23 \cdot 10^{-10} \text{ м} = 1,23 \text{ \AA}$$

(эсептөөдө $1 \text{ Дж} = \frac{\text{м}^2 \cdot \text{кг}}{\text{с}^2}$ бирдиги эсепке алында).

3. 1 эВ энергияга ээ болгон α – бөлүкчөсүнүн ылдамдыгын аныктагыла.

Берилди: $E = 1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$;

Табуу керек: v – ?

Чыгарылышы: Кыймылдагы α – бөлүкчөсүнүн кинетикалык

энергиясы $E_k = \frac{m_\alpha v^2}{2}$ барабар. Мындан $v = \sqrt{\frac{2E_k}{m_\alpha}}$. α – бөлүкчөлөрү

гелийдин атомдорунун ядролору болуп эсептелет, демек, α – бөлүкчөсүнүн атомдук массасы 4,0027 барабар. Муну массанын атомдук бирдигине ($1,66 \cdot 10^{-27}$ кг) көбөйтсөк α – бөлүкчөсүнүн массасы келип чыгат: $m_\alpha = 4,0027 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27}$ кг = $6,64 \cdot 10^{-27}$ кг. Сан маанилерин коюп эсептөө:

$$v = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}}{6,64 \cdot 10^{-27} \text{ кг}}} = 0,6942 \cdot 10^4 \text{ м/с} = 6942 \text{ м/с. берет.}$$

$$([1 \text{ Дж}] = 1 \frac{\text{м}^2 \text{ кг}}{\text{с}^2})$$

4. Дейтондун (оор суутектин ядросу) байланыш энергиясын тапкыла.

Чыгарылышы: Дейтон оор суутектин ядросу. Дейтон бир протондон ($Z = 1$) жана бир нейтрондон ($N = A - Z = 1$) турат.

$m_p = 1,67264 \cdot 10^{-27}$ кг, $m_n = 1,67495 \cdot 10^{-27}$ кг, $m_\alpha = 2,01416$ м.а.б. же $m_\alpha = 2,01416 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27}$ кг = $3,3435 \cdot 10^{-27}$ кг.

Дейтондун байланыш энергиясы:

$$\begin{aligned} \Delta E_b &= (Z \cdot m_p + N m_n - m_\alpha) \cdot c^2 = (m_p + m_n - m_\alpha) \cdot c^2 = \\ &= (1,67264 \cdot 10^{-27} \text{ кг} + 1,67495 \cdot 10^{-27} \text{ кг} - 3,34350 \cdot 10^{-27} \text{ кг}) \cdot 9 \cdot 10^{16} \text{ м}^2 / \text{с}^2 = \\ &= (3,34759 - 3,34350) \cdot 9 \cdot 10^{-11} \text{ кг} \cdot \text{м}^2 / \text{с}^2 = 0,00409 \cdot 9 \cdot 10^{-11} \frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{с}^2} = \\ &= 0,0368 \cdot 10^{-11} \text{ Дж} = 368 \cdot 10^{-15} \text{ Дж.} \end{aligned}$$

5. Азотту ${}^7_7\text{N}^{14}$ α – бөлүкчөсү менен нурдантканда андан протондун (${}^1_1\text{H}^1$) бөлүнүп чыкканы байкалган. Азоттун ядросунда кандай ажыроо пайда болгон?

Чыгарылышы: Азоттон пайда болгон жаны элементтин ядросу 17 массалык санга ээ болушу керек. Анткени азоттун массалык саны 14, α – бөлүкчөсүнүкү – 4 (${}^4_2\text{He}$), ал эми бөлүнүп чыккан протондуку – 1 ($14 + 4 - 1 = 17$). Реакцияга кирген ядронун зарядынын сакталуу закону боюнча жаны ядронун оң заряды 8 ге барабар (азоттун 7 заряды, бөлүкчөнүн 2 заряды, ал эми бөлүнүп чыккан протондун 1 заряды, демек $7 + 2 - 1 = 8$). Кычкылтектин катар номери 8 (ядронун зарядына барабар). Бирок пайда болгон ядронун массалык саны 16 эмес 17 болду. Демек, ядролук реакциянын натыйжасында массалык саны 17 болгон кычкылтегинин изотобу пайда болгон.

6. Иштеп жаткан ядролук реактор бир сутканын ичинде 1 г массага эквиваленттүү болгон энергия бөлүп чыгарат. Мындай реактордун кубаттуулугу кандай?

Берилди: $m = 1 \text{ г} = 10^{-3} \text{ кг}$; $t = 1 \text{ сутка} = 8,64 \cdot 10^4 \text{ с}$.

Табуу керек: $N - ?$

Чыгарылышы: Энергияны Эйнштейндин белгилүү $E = mc^2$ катышы менен эсептөөгө болот, мында c – жарык ылдамдыгы ($c = 3 \cdot$

$\cdot 10^8 \text{ м/с}$). Эми кубаттуулук $N = \frac{E}{t} = \frac{mc^2}{t}$ барабардыгы менен эсептелет:

$$N = \frac{10^{-3} \text{ кг} \cdot (3 \cdot 10^8 \text{ м/с})^2}{8,64 \cdot 10^4 \text{ с}} = 1,04 \cdot 10^9 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{с}^3} = 1,04 \cdot 10^9 \text{ Вт}.$$

7. Нобелийдин ${}_{102}\text{N}^{231}$ ядросунда канча протон жана нейтрон бар?

Чыгарылышы: Ядро протондор менен нейтрондордон турат. Ядродогу протондун саны элементтин Менделеевдин мезгилдүү системасындагы катар номерине барабар, демек, нобелийдин ядросунда 102 протон бар. Ал эми ядродогу нейтрондордун саны элементтин массалык саны менен анын бул системадагы катар номеринин ортосундагы айырмага барабар ($A - Z$). Демек, нобелийдин ядросунда $231 - 102 = 129$ нейтрон бар.

Көнүгүүлөр:

1. Суутек атомунун электрону бир орбитадан ядрого жакын экинчи орбитага өтүүдө атомдун энергиясы 1,892 эВ ко азаят. Мындай учурда суутек атому жарык квантын чыгарат. Нурдануунун толкун узундугун аныктагыла.

Жообу: $\lambda \approx 6,6 \cdot 10^{-7} \text{ м}$.

2. Толкун узундугу 5000 \AA болгон фотондун энергиясына эквиваленттүү массаны эсептегиле.

Жообу: $m = 0,44 \cdot 10^{-35} \text{ кг}$.

3. Суутектин дүүлүкпөгөн атомундагы электрондун орточо кинетикалык энергиясы $E_k = 13,6 \text{ эВ}$ ко барабар. Аныксыздык катышын пайдаланып, атомдогу электрондун координатасын эсептөөгө мүмкүн болуучу эң кичине аныксыздыкты (Δx) тапкыла. Импульстун аныксыздыгын $\Delta p_x = \sqrt{2m_e E_k}$ деп алгыла.

Жообу: $\Delta x \geq 10^{-10} \text{ м}$.

4. Азоттун изотопторунун ${}_{7}\text{N}^{13}$ жана ${}_{7}\text{N}^{17}$ ядролоруна кирген протондордун жана нейтрондордун санын тапкыла.

Жообу: ${}^7_7\text{N}^{13}$ ядросу 7 протонго жана 6 нейтронго ээ.
 ${}^7_7\text{N}^{17}$ ядросу 7 протонго жана 10 нейтронго ээ.

5. Гелийдин ядросунун байланыш энергиясын эсептегиле ($m_{\text{я}} = 4,00274$ м.а.б. – гелийдин ядросунун массасы).

Жообу: $\Delta E_{\text{с}} \approx 0,45 \cdot 10^{-11} \text{ Дж} \approx 28 \text{ МэВ}$.

6. ${}^7_7\text{N}^{14}$ изотобун нейтрон менен урдурганда кычкылтегинин ${}^6_6\text{C}^{14}$ изотобу пайда болот. Ядролук реакциянын теңдемесин жазгыла.

Жообу: ${}^7_7\text{N}^{14} + {}^0_0\text{n}^1 \rightarrow {}^6_6\text{C}^{14} + {}^1_1\text{H}^1$.

7. Электрондун, протондун жана нейтрондун кыймылсыз абалдарындагы энергияларын эсептегиле.

Жообу: $E_{(0)e} \approx 0,51 \text{ МэВ}$; $E_{(0)p} \approx 938,3 \text{ МэВ}$; $E_{(0)n} \approx 939,6 \text{ МэВ}$;

8. Төмөнкү ядролук реакцияда суроонун ордунда кандай элемент болушу мүмкүн? ${}^9_9\text{F}^{19} + {}^1_1\text{H}^1 \rightarrow {}^6_6\text{O}^{16} + ?$

Жообу: ${}^2_2\text{He}^4$

9. Литий ${}^3_3\text{Li}^7$ изотобунун ядросунун массасындагы дефектисин жана байланыш энергиясын эсептегиле ($m_{\text{ам}} = 7,01822$ м.а.б. – атомдун массасы).

Жообу: $\Delta m = 0,04186$ м.а.б.

$\Delta E_{\text{с}} \approx 39 \text{ МэВ}$.

10. Күндөн чыккан нур Жер бетинин бир сантиметр квадрат аянтына перпендикулярдуу тийип минутасына 1,93 кал энергия бөлүп чыгарат. Жерден Күнгө чейинки орточо аралык 149 млн км. Мындай нурдануунун натыйжасында Күндүн массасы ар бир секундада канча кгга азаят? Күндүн бир секунда ичинде нурданткан толук энергиясы $\Delta E = 4\pi r^2 Q$.

Жообу: $m = 4,18 \cdot 10^9$ кгга азаят.

ЛАБОРАТОРИЯЛЫК ИШТЕР

Орто мектептин окуучуларын физика боюнча ар тараптан жеткиликтүү окутуунун формаларынын арасынан өзгөчө орун лабораториялык сабактарга тиешелүү. Аларга лабораториялык жумуштар, лабораториялык тажырыйбалар ошондой эле лабораториялык байкоолор жана башкалар кирет. Ошентип, окутуу процессинде лабораториялык эксперименттер эң зарыл звено болуп эсептелет. Анткени окуучулардын материалдарды тереңдетип өздөштүрүүсүнө лабораториялык иштер зор жардам берет, окуучулардын билим алуусундагы формализмдер менен күрөшүүдө да пайдалуу курал катары роль ойнойт. Лабораториялык сабактар, практикалык сабактардан айырмаланып, окуучулар тарабынан алынган жыйынтыктарды коллективдүү түрдө талкуулоого толук мүмкүнчүлүктөрдү берет. Мындай жыйынтыктоочу талкуулар, зарылдыгына жараша, дээрлик бардык лабораториялык иштердин аягында жүргүлүшү максатка ылайыктуу.

Лабораториялык сабактардын ийгиликтүү өткөрүлүшү үчүн ар бир мектепте кылдаттык менен чогултулган жабдуулардын комплектинин болушу зарыл. Аларга өндүрүштөн чыгарылган приборлор (мисалы, өлчөөлөрдү жүргүзүүчү бардык приборлор), ошондой эле мектептин мастерскойунда окуучулардын өздөрүнүн колдору менен жасалган куралдар (картондон жасалган экран, темир кыскычтар, зымдан жасалган илгичтер ж.б.) кирет.

Төмөндө физиканын электр жана оптика бөлүмдөрү боюнча мурда белгилүү болгон айрым лабораториялык иштерге кыскача токтолобуз.

№1. Магнит талаасынын токко болгон аракетин байкоо

Жабдуулар: зым түрмөгү, штатив, турактуу ток булагы, реостат, ажыраткыч, туташтыруучу зымдар, дуга (иймек) сымал магнит.

Иштин максаты: Кыймылдагы заряддалган бөлүкчөлөргө магнит талаасы тарабынан таасир эткен күчтү байкоо.

Кыскача теориясы

Заряддалган бөлүкчөлөрдүн белгилүү бир багыт боюнча агымы электр тогун берет. Ошого байланыштуу ток өтүп жаткан өткөргүчкө магнит талаасынын жасаган таасири, ошол талаанын өткөргүчтүн ичинде кыймылда болгон заряддалган бөлүкчөлөргө жасаган таасиринин жыйынтыгы болуп эсептелет.

Кыймылдагы заряддалган бөлүкчөлөргө магнит талаасы тарабынан таасир этүүчү күч Лоренц күчү деп аталат. Нидерландиялык улуу физик-заттардын түзүлүшүнүн электрондук теориясынын негиздөөчүсү Х. Лоренц, Ампер күчүн өткөргүчтөгү бош заряддын санына бөлүү менен B индукциялуу магнит талаасында кыймылдоочу заряддарга таасир этүүчү күчтү аныктоочу формуланы алган. Кийинчерээк бул күч Лоренц күчү деп аталып калган. Ал төмөнкүгө барабар:

$$F_x = lBv \sin \alpha,$$

мында: e өткөргүчтөгү заряд, v – заряддын кыймылынын ылдамдыгы, ал эми α B жана v векторлорунун ортолорундагы бурч. Бир катар жүргүзүлгөн тажрыйбалар жогорку Лоренц формуласынын тууралыгын далилдеген. Бул жүргүзүлүп жаткан лабораториялык жумуш да ушул максатты көздөйт.

Иштин жүрүшү:

Зым түрмөгүн штативке илип коебуз да аны ток булагына реостат жана ажыраткыч менен удаалаш туташтырабыз. Алгач ажыраткыч ажыратылган, реостаттын кыймылдаткычы максималдуу каршылыгына коюлган болот.

1. Магнитти илинип турган зым түрмөгүнө алып келип, ажыраткычты туташтыруу менен түрмөктүн кыймылына байкоолорду жүргүзөбүз.

2. Түрмөк менен магниттин бири-бирине карата өз ара жайланыштарынын ар кандай, бир нече варианттарын карап көрөбүз. Байкоолордон алынган жыйынтыктарды магнит талаасынын багытын, токту багытын жана магнитке карата түрмөктүн боло турган кыймылын көрсөтүү менен аларды чийип чыгабыз.

3. Түрмөктүн кыймылынын багыты жөнүндөгү болжолдоонун тууралыгын тажрыйбада текшерип көрөбүз.

№2. Электр-магниттик индукция кубулушун үйрөнүү.

Жабдуулар: миллиамперметр, ток булагы, катушкалар өзөкчөлөрү менен, дуга сымал (иймек) магнит, кнопкалуу ажыраткыч, туташтыруучу зымдар, магнит стрелкасы (компас), реостат.

Иштин максаты: Электр-магниттик индукция тогунун багыты жөнүндөгү Ленц эрежесинин аткарылышын байкоо.

Кыскача теориясы

Убакыттын өтүшү менен өзгөрүүдө болгон магнит талаасы электр талаасын пайда кылса, ал эми электр тогунун өзгөрүүсү магнит талаасын жаратат. Мындай электр-магниттик өз ара аракеттенүүдөгү жаңы касиеттер электр-магниттик талаа жөнүндөгү түшүнүктү негиздөөчү М. Фарадей тарабынан ачылган: эгер туюк чынжыр боюнча өткөн ток магнитти кыймылга алып келсе, анда тескерисинче, магниттин кыймылы туюк өткөргүчтө токту пайда болушун шарттайт. Фарадей бул илимий жыйынтыгын өзү жүргүзгөн бир нече тажрыйбаларынын негизинде 1831-ж. далилдеген.

Кыймылдагы магнит талаасынын таасири астында туюк өткөргүчтө пайда болгон ток индукциялык деп аталат, ал эми индукциялык токту алуу кубулушу электр-магниттик индукция деп аталат.

Магнит канча күчтүү, анын кыймылы канчалык тез, ошондой эле катушканын орому канча көп болсо, ошончолук күчтүү индукциялык ток пайда болот. Эгер туюк катушканын жанына магнитти коюп, же ал магнитти катушканын ичине киргизип койсок да магнит кыймылда болбосо индукциялык ток пайда болбойт. Мындан,

туюк өткөргүчтө индукциялык токту алыш үчүн бир гана магнит талаасынын болушу жетишсиз экендигин көрөбүз. Ал үчүн сөзсүз магнит кыймылда болушу зарыл.

Магнитти туюк катушкага жакындатып же андан алыстатуу менен катушкада индукциялык токторду алабыз. Гальванометрдин жардамы менен токтун багытын аныктоого болот. Катушкага магниттин уюлун жакындаткан кезде катушканын магнитке жакын жагында бир аттуу уюл пайда болот. Магниттин уюлу алыстаган кезде катушканын жакын жагында ар башка аттуу уюлдар пайда болот. Бул болсо токтун магнит талаасы магниттин кыймылына карама-каршы аракет кылгандыгын, башкача айтканда, кыймылдагы магниттин талаасы менен катушканын талаасы өз ара аракеттенишкендиктерин билдирет.

Орус окумуштуусу Э. Х. Ленц. 1833–1834-жылдары бир катар тажрыйбаларды жүргүзүп, индукциялык токтун багыты жөнүндө эреже кабыл алган. Ал эреже боюнча: **туюк контурда пайда болгон индукциялык ток өзүнүн магниттик талаасы менен ушул токту пайда кылган магниттик агымдын өзгөрүүсүнө карама-каршы аракет кылат.** Ушул Ленцтин эрежесин далилдей турган лабораториялык ишти карайбыз.

Ишти жүргүзүүгө карата даярдык көрүү:

1. Катушканын бирине темир өзөкчөнү салып, аны гайка менен бекитебиз. Бул катушканы миллиамперметр, реостат жана ажыраткыч аркылуу ток булагына бириктиребиз. Ажыраткычты бириктирип, магнит стрелкасынын (компастын) жардамы менен ток өтүп жаткан катушкадагы магнит уюлдарынын жайланышын аныктайбыз. Бул учурда миллиамперметрдин стрелкасы кайсы тарапка кыйшайганын жазып коебуз. Андан аркы иштин жүрүшүндө миллиамперметрдин стрелкасынын кыйшаюу багыты боюнча тогу бар катушкадагы магнит уюлдарынын жайланышы жөнүндө жыйынтык чыгарууга болот.

2. Чынжырдан реостат менен ажыраткычты алып таштайбыз, миллиамперметрдин катушкага, аларды клеммага кошуу тартибин сактоо аркылуу бириктиребиз.

Иштин жүрүшү:

1. Өзөкчөнү иймек магниттин бир уюлуна такап, аны катушканын ичине түртүп киргизип жатып, миллиамперметрдин стрелкасын байкайбыз.

2. Өзөкчөнү катушкадан чыгарып жатып, ошондой эле магниттин уюлун алмаштыруу менен байкоону кайталайбыз.

3. Тажрыйбанын схемасын чийебиз, ар бир учур үчүн Ленцтин эрежесинин аткарылышын текшеребиз.

4. Экинчи катушканы, биринчи катушканын катарына алардын октору дал келгендей кылып жайланыштырабыз.

5. Эки катушкага тең темир өзөкчөлөрдү коюп, экинчи катушканы ажыраткыч аркылуу ток булагына кошобуз.

6. Ажыраткычты кошуу, анан кайра ажыратуу менен миллиамперметрдин жебесинин кыйшайуусун байкайбыз.

7. Тажрыйбанын схемасын чийебиз жана Ленцтин эрежесинин аткарылышын текшеребиз.

№ 3. Линзанын фокус аралыгын жана оптикалык күчүн аныктоо¹).

Жабдуулар: Койгучка орнотулган лампочка, ток булагы, ажыраткыч, өлчөөчү лента(тасма), чогултуучу линза, тешиги бар ак экран, багыттоочу рейка, туташтыруучу зымдар.

Иштин максаты: чогултуучу линзанын башкы фокустук аралыгын F жана оптикалык күчүн D эсептөө.

Кыскача теориясы

Сүрөттөлүшүн алуучу буюмдун кандайдыр бир чекитинин чыккан бардык жарык нурлары, линзадан өткөндөн кийин бир чекиттен кесилишет. Ушул закондун негизинде жука линза буюмдун каалаган чекитинин сүрөттөлүшүн, демек, буюмдун толук сүрөттөлүшүн берет.

Фокустары жана оптикалык борбору белгилүү болгон чогултуучу линзанын жардамы менен сүрөттөлүштү алуу үчүн биз, «ыңгайлуу» үч нурду пайдаланабыз. Башкы оптикалык окко параллель кеткен нур линзадан сынып, анын фокусу аркылуу өтөт. Фокус аркылуу линзага кетүүчү нур сынгандан кийин башкы оптикалык окко жарыш кетет. Акырында линзанын оптикалык борбору аркылуу кетүүчү нур өз багытын өзгөртпөйт (сүрөттү карагыла).

Бар болгону параллелдүү жылышууга гана дуушар болушат. Жука линза учурунда мындай жылышуу анча деле байкалбайт, ошого байланыштуу эсепке албай коюуга болот.

AB буюмунун сүрөттөлүшүн алалы (сүрөттү карагыла). A чекитинин сүрөттөлүшүн алыш үчүн AC нурун башкы оптикалык окко жарыш (параллель) жиберебиз. Ал сынгандан кийин линзанын фокусу аркылуу өтөт. Башка AD нурун фокус аркылуу жиберсек болот. Сынгандан кийин ал башкы оптикалык окко параллель кетет. Бул эки сынган нурлардын кесилишкен чекитинде A чекитинин A_1 сүрөттөлүшү алынат. Ушул эле сыяктуу калган бардык чекиттердин сүрөттөлүштөрүн алууга болот. Ошентип, чекиттин сүрөттөлүшүн алуу үчүн «ыңгайлуу» үч нурдун ичинен каалагандай экөөнү пайдалануу жетиштүү болот.

Буюмдан линзага чейинки аралык d , сүрөттөлүштөн линзага чейинки аралык f жана фокустук аралык F үчөөнүн ортолорундагы байланышты туйундуруучу барабардык төмөндөгүдөй жазылат.

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f} \quad \text{же} \quad F = \frac{fd}{f+d} \quad (1)$$

¹ IX класстын физика окуу китебинде геометриялык оптика кенен каралган. Ошого байланыштуу XI класстын программасына оптиканын бул бөлүгүнө орун аз берилген. Ушуну эске алуу менен № 3. Лабораториялык иштин теориясы толугураак каралды.

Фокустук аралыкка тескери чоңдук линзанын оптикалык күчү деп аталат. Ал D тамгасы менен белгиленет

$$D = \frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f} \quad (2)$$

(1) же болбосо (2) теңдеме жука линзанын формуласы болуп эсептелет.

Фокусу линзага канча жакын болсо, линза жарык нурларын ошончолук чоңураак бурчка сындырат. Линзанын оптикалык күчү диоптрия (*дптр*) менен туюнтулат. Фокустук аралыгы 1 м болгон линза 1 *дптр* оптикалык күчүнө ээ болот.

Иштин жүрүшү:

1. Лампочканы ажыраткыч аркылуу ток булагына туташтырып, электр чынжырын түзөбүз.

2. Лампочканы столдун бир четине, ал эми экранды экинчи четине орноштурабыз. Алардын ортолоруна линзаны коёбуз.

3. Лампочканы күйгүзүп, лампочканын күйүп турган ичке зымынын экранда даана сүрөттөлүшү алынмайынча линзаны рейка боюнча ары бери жылдырабыз.

4. Лампочкадан линзага чейинки аралыкта (d) жана линзадан экранга чейинки аралыкты (f) ченейбиз.

5. (1) Формула боюнча линзанын фокустук аралыгын эсептейбиз. Алынган F тин маанисин (2) барабардыкка коюп линзанын оптикалык күчүн табабыз.

6. Лампочканы линзадан эркин кандайдыр бир d_1 аралыгына коёбуз.

7. Фокустук аралык F бизге белгилүү. Демек, d_1 дин маанисин

$$f = \frac{d_1 F}{d_1 - F},$$

формуласына кою менен сүрөттөлүш боло турган f_1 алагын табабыз.

8. Алынган жыйынтыкты тажрыйбада текшерип көрөбүз.

9. Лампочканы линзадан $d_2 = 2F$ аралыгына кою менен акыркы экспериментти кайталап жасап көрөбүз.

№ 4 Жалпак параллелдүү пластинкада жана призмада жарыктын сынышы.

Жабдуулар: өлчөөчү сызгыч, транспортир, аккумулятор, койгучка орнотулган лампочка, ажыраткыч, туташтырылуучу зымдар, айнек пластинкасы, тешиги бар ак экран, ак кагаз.

Иштин максаты: Призма жана пластинка аркылуу өткөн жарыктын сынуусун аныктоо.

Кыскача теориясы

Жарыктын нуру жылмакай айнек пластинкасына түшкөндө жалаң гана чагылган нур пайда болбойт. Нурдун түшүү точкасынан экинчи тунук чөйрөгө тарала турган дагы бир экинчи нур чыгат, бул нур **сынган нур** деп аталат. Сынган нурдун багыты жалпысынан алганда түшүүчү нурдун багыты менен дал келбейт, бирок түшүү бурчу менен сынуу бурчунун арасында белгилүү бир байланыш

бар, аны тажырыйба жүзүндө аныктоого болот. Төмөндө призма жана айнек пластинкасы аркылуу өткөн жарык нурларынын сынуусун байкайбыз.

Иштин жүрүшү:

1. Аталган жабдууларды пайдаланып электр чынжырын туташтырабыз.

2. Лампочканын маңдайына тешиги бар ак экран орнотулат. Анын артына таза ак барак коюлат.

3. Ток туташтырылат, лампочканы экранга багыттап, экрандагы кагазга жарык нуру мүмкүн болушунча ичке, даана жана ачык түшкүдөй абалга келтирүү керек.

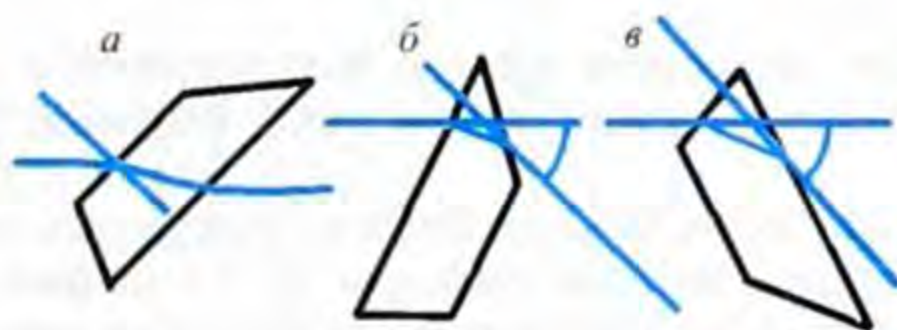
4. Айнек пластинкалар жарык нуруна сүрөттө көргөзүлгөндөй абалдарда жайгаштырылат.

5. Айнек пластинкаларынын экинчи бетинен сынган нурлар даана көрүнөт. Иштин жүрүшүндө окуучулар төмөнкүлөргө көңүл буруулары керек:

1) эки чөйрөнүн чегинде жарык нуру өткөндө анын багытынын өзгөргөнүнө;

2) эки параллелдүү кыр аркылуу өткөндө жарык нурунун жылышуусуна;

3) призманын ар кандай чондуктагы эки кырдуу бурчтарында нурдун кыйшайуусуна



Ушул тажрыйбалардын үчөөндө тең карандаш менен сындыруучу кырлардын сызыктары жарык агымынын багыттары жана жарыктын түшүүчү жана сынуучу чекиттерине перпендикулярлар сызылат. Транспортир менен түшүү жана сынуу бурчтары өлчөнүп, алар жазылып алынат да, төмөндөгүдөй жыйынтык чыгарылат:

1) айнектеги сынуу бурчу түшүү бурчунан кичине;

2) жалпак параллелдүү пластинкада жарык нуру өзүнүн багытын өзгөртпөстөн жылышат.

3) призмада жарык нуру анын негизин карай кыйшайат, сынуу бурчу чоң болсо жарык нуру да көбүрөөк кыйшайат.

Сүрөттө айнек пластинкалардын экрандын тешигинен чыккан жарык нурлардын агымына карата ыңгайлуу жайланыштары көргөзүлгөн:

а) чиймеси биринчи жана экинчи тажрыйбаларга, ал эми б) жана в) чиймелери үчүнчү тажырыйбага тиешелүү.

№ 5 Жарыктын интерференция кубулушун байкоо.

Жабдуулар: айнек пластинкалары – 2 даана.

Иштин максаты: жарыктын интерференция кубулушун эки айнек пластинкалары аркылуу байкоо.

Кыскача теориясы

Бир нече жарык толкундары кошулуп, анын жыйынтыгында жарык жана карангы жерлердин улам алмашылып пайда болушу *жарыктын интерференциясы* деп аталат. Толкун узундуктары бирдей болгон жарык толкундары берилген чекитке фазаларынын айырмасы турактуу боюнча келишсе, анда когеренттүү болуп эсептелет. Мындай когеренттүү толкундар убакыттын өтүшү менен өзгөрбөй сакталуучу интерференциялык кубулушту берет; аны куралданбаган көз менен деле байкоого, фотографиялоого, жарыктын максимумдарынын же минимумдарынын ортолорундагы аралыктарды ж. б. өлчөөгө болот. Когеренттүү эмес нурлар стабилдүү (турактуу, өзгөрбөгөн) интерференциялык көрүнүштү бере албайт;

Иштин жүрүшү:

1. Айнек пластинкаларын кылдаттык менен сүрүп тазалайбыз, экөөнү катташтырып туруп бармактар менен кысабыз. Пластинкалардын беттери таптакыр эле жылмакай болуп калышы мүмкүн эмес; ошого байланыштуу алардын беттеринин бир нече жерлери гана бири бирине тийишиши мүмкүн. Мына ушундай жерлердин айланасында интерференция кубулушун берүүчү ар кандай формадагы жупжука аба тилкелери пайда болот.

2. Пластинканы кайра чагылган жарыкка карангы фондо карайбыз. Пластинкаларды алардын бетине терезеден же тамдын ак бетинен эн эле ачык биликтер (күнүрт фондогу ак тактар) түшпөгүдөй кылып жайланыштыруу керек.

3. Пластинканын тийишкен айрым жерлеринен ачык кубулжуп турган шакек сыяктуу же туюк туура эмес формадагы тилкелерди байкайбыз.

4. Пластинкаларды бири бирине беттеп, кысуу абалын өзгөртөбүз. Бул учурда тилкелердин жайланыштары жана формалары өзгөрөт. Окуучулардын көңүлүн ушул көрүнүшкө да буруу талапка ылайыктуу.

5. Интерференциялык сүрөттөлүштү түз түшүүчү жарыкта да алып көрүүгө аракет кылабыз.

Бул жумуштагы байкоолор индивидуалдуу (жекече) мүнөзгө ээ. Ошого байланыштуу ар бир окуучу экиден айнек пластинкасын алып, интерференциялык кубулушка байкоолорду жүргүзүүлөрү максатка ылайыктуу болот. Ал үчүн сөзсүз эле бирдей айнек пластинкаларын тандап алуу зарыл эмес: каалагандай эле эки пластинка канагаттандырууларлык эффект бере алат.

№ 6 Жарыктын дифракция кубулушун байкоо.

Жабдуулар: Ичинде түз зымы бар лампа (класска бирөө эле жетет), штангенциркуль же ичке жылчыктары бар айнек пластинкасы.

Иштин максаты: ичке жылчыктардан алынган жарыктын дифракцияларын байкоо.

Кыскача теориясы

Жарыктын толкундук жаратылышта экендигинин дагы бир белгиси болуп, дифракция кубулушу эсептелет (латын сөзүнөн «дифракцио» – айлануу). Жарык толкундарынын ичке жылчыктарды (тоскоолдуктарды) айланып өтүүсү *дифракция* деп аталат. Тоскоолдуктар

толкундардын түз сызыктуу таралышын бузат. Жылчыкчанын чоңдугу толкун узундугуна караганда чоң болгон учурунда анын артында толкун болбойт. Жылчыкчанын өлчөмү салыштырмалуу кичине болсо, анда толкундар анын четтеринен өтүп кетет, ал эми жылчыкча эң эле кичине болгон учурда, толкундар аны айланып өтөт. Бул учурда жылчыкчанын артында толкун фронтунун эч кандай өзгөрүсү болбойт, б. а. толкундар жылчыкчанын артындагы бүткүл аянтты жаап калат. Ошентип, жылчыкча толкундардын өз алдынча булагы болгондой болот да, жылчыкчанын артында туш тарапка тарайт.

Иштин жүрүшү:

1. Штангенциркульдун жаактарынын ортосундагы жылчыкчаны туурасы $0,5$ мм болгудай абалга келтиребиз.

2. Жылчыкчаны вертикалдуу абалында көзгө такай кармайбыз

3. Вертикалдуу абалында күйүп турган лампанын зымын жылчыкча аркылуу карап, зымдын эки тарабынан кубулжуп турган тилкелерди (дифракциялык спектрлерди) байкайбыз

4. Жылчыкчанын туурасын $0,55$ мм ден $0,8$ мм ге чейин өзгөртүп кайрадан лампанын зымын карайбыз. Мындай өзгөртүүлөр дифракциялык спектрлерге кандай таасир берерлигин текшеремиз.

Т И Р К Е М Е

1. Физикалык фундаменталдуу турактуулар

Физикалык чондуктар	СИ	СГС
Вакуумдагы жарык ылдамдыгы, c	$c \approx 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$	$3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$
Электрондун заряды, e	$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$	$4,8 \cdot 10^{-10} \text{ СГСЭ}$
Суутек атомунун массасы, m_H	$m_H = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$	$1,67 \cdot 10^{-24} \text{ г}$
Больцман турактуулугу, k	$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$	$1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/К}$
Планк турактуулугу, \hbar	$\hbar = h/2\pi = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$	$1,05 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с}$
Гравитациялык турактуулук, γ	$\gamma = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^2 / \text{кг}^2$	$6,67 \cdot 10^{-8} \text{ дин} \cdot \text{см}^2 / \text{г}^2$

2. Электрдик, атомдук жана ядролук турактуулар

Электрдик турактуулук, ϵ_0	$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$	
Магниттик турактуулук, μ_0	$\mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-6} \text{ Гн/м}$	
Стефан-Больцман турактуулугу, σ	$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} / (\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$	$5,67 \cdot 10^{-5} \text{ эрг} / (\text{с} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{К}^4)$
Электрондун кыймылсыз абалдагы массасы, m_e	$m_e = 9,109534 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$	$9,109534 \cdot 10^{-28} \text{ г}$
Протондун кыймылсыз абалдагы массасы, m_p	$m_p = 1,6726485 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$	$1,6726485 \cdot 10^{-24} \text{ г}$
Бордук радиус, r_B	$r_B = 0,53 \cdot 10^{-10} \text{ м}$	$0,53 \cdot 10^{-8} \text{ см}$
Бор магнетону, μ_B	$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ Дж/Т}$	$0,927 \cdot 10^{-24} \text{ эрг/Гс}$
Масса атомдук бирдиги, <i>м.а.б.</i>	$1,67 \cdot 10^{-27} \text{ кг} \approx 931 \text{ МэВ}$	$1,5 \cdot 10^{-3} \text{ эрг}$
Электрондун классикалык радиусу, r_0	$r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2,82 \cdot 10^{-15} \text{ м}$	$2,82 \cdot 10^{-13} \text{ см}$

Айрым физикалык чондуктардын СИ жана СГС системаларындагы бирдиктери жана алардын ортолорундагы катыштар

Физикалык чондуктар	СИ системасы				Гаусс системасы (СГС)				Бирдиктердин ортолорундагы катыш
	Бирдиктер		Өлчөм-дүүлүгү	Бирдиктер		Өлчөм-дүүлүгү			
	Аталыш-тары	Белгиле-ниши		Аталыштары	Белгиле-ниши				
Жыштык	герц	Гц	T^{-1}	герц	Гц	T^{-1}	1		
Күч	ньютон	Н	$LM T^{-2}$	дина	дин	$LM T^{-2}$	$1Н=10^5$ дин		
Жумуш, энергия, жылуулук саны	джоуль	Дж	$L^2 M T^{-2}$	эрг	эрг	$L^2 M T^{-2}$	$1Дж=10^7$ эрг		
Кубаттуулук	ватт	Вт	$L^2 M T^{-3}$	эргдин секундага болгон катышы	эрг/с	$L^2 M T^{-3}$	$1Вт=10^7$ эрг/с		
Электр саны, электр заряды	кулон	Кл	TI	заряддын СГС бирдиги	СГС	$L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}$	$1Кл=3 \cdot 10^9$ СГС		
Электр чыңалуу, потенциалдар айырмасы, электр кыймылдаткыч күчү	вольт	В	$L^2 M T^{-3} I^{-1}$	чыңалуунун СГС бирдиги	СГС	$L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}$	$1В=1/300$ СГС		
Электр талаасынын чыңалышы	вольттун метрге болгон катышы	В/м	$M T^{-2} I^{-1}$	чыңалыштын СГС бирдиги	СГС	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$	$1В/м=1/3 \cdot 10^4$ СГС		
Электр каршылыгы	ом	Ом	$L^2 M T^{-3} I^{-2}$	каршылыктын СГС бирдиги	СГС	$L^{-1} T$	$1Ом=1/9 \cdot 10^{11}$ СГС		
Индуктивдүүлүк	генри	Г	$L^2 M T^{-2} I^{-2}$	индуктивдүүлүктүн СГС бирдиги	СГС	L	$1Г=1/9 \cdot 10^{11}$ СГС		
Электр сыйымдуулугу	фарада	Ф	$L^{-2} M^{-1} T^4 I^2$	сантиметр	см	L	$1Ф=9 \cdot 10^{11}$ см		
Магнит агымы	вебер	Вб	$L^2 M T^{-2} I^{-1}$	максвелл	Макс	$L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}$	$1Вб=10^8$ Макс		
Магниттик индукция	тесла	Т	$M T^{-2} I^{-1}$	гаусс	Гс	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$	$1Т=10^4$ Гс		
Магнит талаасынын чыңалышы	амперлердин метрге болгон катышы	А/м	$L^{-1} I$	эрстед	Э	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$	$1А/м=4\pi \cdot 10^{-3}$ Э		
Жарык агымы	люмен	лм	J	люмен	лм	J	1		
Жарыктаныш	люкс	лк	$L^{-2} J$	фот	фот	$L^{-2} J$	$лк=10^{-4}$ фот		

Баш сөз	3
ЭЛЕКТРОДИНАМИКА	
1-глава. Турактуу электр тогу. Электромагнетизм.	
§ 1. Турактуу токтун магнит талаасы. Эрстед тажрыйбалары.....	5
§ 2. Токтун багыты менен ал түзгөн магнит талаасынын күч сызыктарынын багыттарынын өз ара байланышы. Бурама эрежеси.....	6
§ 3. Того бар өткөргүчтөрдүн өз ара аракеттенүүсү.....	10
§ 4. Магниттик индукция. Ампер күчү.....	11
§ 5. Магниттик агым.....	14
§ 6. Бир тектүү магнит талаасындагы заряддуу бөлүкчөлөрдүн кыймылы. Лоренц күчү.....	15
2-глава. Заттардын магниттик касиеттери. Индукция кубулушу.	
§ 7. Магнит талаасынын чыңалышы.....	18
§ 8. Парамагниттик, диамагниттик жана ферромагниттик заттар.....	19
§ 9. Кюри чекити. Информациянын магниттик жазылышы.....	21
§ 10. Электр-магниттик индукция кубулушу.....	23
§ 11. Ленц эрежеси.....	25
§ 12. Индукциянын электр кыймылдаткыч күчү (Э.К.К).....	27
§ 13. Өзүнчө индукция кубулушу.....	29
§ 14. Өз ара индукция кубулушу.....	31
§ 15. Индуктивдүүлүк.....	32
3-глава. Электр-магниттик термелүүлөр	
§ 16. Контурдагы эркин электр-магниттик термелүүлөр. Энергиянын айланыштары.....	34
§ 17. Гармоникалык термелүү. Мезгил жана жыштык.....	36
§ 18. Басаңдама электр-магниттик термелүүлөр. Басаңдабас электр-магниттик термелүүлөрдү алуу.....	38
§ 19. Аргасыз электр-магниттик термелүү.....	40
4-глава. Өзгөрмө ток	
§ 20. Өзгөрмө ток. Өзгөрмө токтун генератору.....	42
§ 21. Өзгөрмө токтун чынжырындагы каршылыктар.....	44
§ 22. Токтун жумушу жана кубаттуулугу. Кубаттуулуктун бирдиктери.....	46
§ 23. Электр энергиясын аралыкка берүү.....	49
§ 24. Трансформатор.....	51
§ 25. Электр энергиясын өндүрүү жана пайдалануу.....	53
§ 26. Нарын дарыясынын кубаттуулугун пайдалануу.....	56
Маселелер	58
ОПТИКА.	
5-глава. Электр-магниттик толкундар	
§ 27. Электр-магниттик толкундарды алуу.....	64
§ 28. Герц тажрыйбасы.....	65
§ 29. Электр-магниттик толкундардын байланыш каражаттарында пайдаланышы.....	67
§ 30. Амплитудалык модуляция. Детектирлөө.....	70
6-глава. Жарык. Жарык кубулуштары	
§ 31. Жарыктын жаратылышы жөнүндөгү алгачкы ой-пикирлер.....	74
§ 32. Жарык булактары. Жарыктаныш. Жарык – электр-магниттик толкун.....	75

§ 33. Жарыктын толкундук жана кванттык жаратылышы.....	77
§ 34. Жарыктын толкундук касиеттерин ырастоочу кубулуштар.....	79
§ 35. Жарык туурасынан кеткен электр-магниттик толкун Жарыктын поляризациясы.....	85
§ 36. Оптикалык кванттык генератор – лазер. Анын негизги өзгөчөлүктөрү.....	88
§ 37. Голография жөнүндө түшүнүк. Голограммаларды алуунун жолдору....	91
§ 38. Голографиянын өзгөчөлүктөрү жана колдонулушу.....	93
§ 39. Жарыктын кванттык касиеттери.....	95
§ 40. Фотоэлектрдик эффект жана анын закондору.	96
§ 41. Фотоэффект үчүн Эйнштейндин теңдемеси. Фотоэффекттин кызыл чеги.....	97
§ 42. Фотоэлементтер.....	98
§ 43. Фотосинтез. Жарыктын химиялык аракеттери.....	100
§ 44. Жарыктын басымы. Лебедевдин тажрыйбасы.....	102
Маселелер	104

САЛЫШТЫРМАЛУУЛУК ТЕОРИЯСЫНЫН ЭЛЕМЕНТТЕРИ

7-глава. Салыштырмалуулук принциби

§ 45. Эйнштейндин салыштырмалуулук принциби. Жарык ылдамдыгынын турактуулугу.....	108
§ 46. Мейкиндик – убакыт интервалы.....	112
§ 47. Өздүк убакыт.....	114

8-глава. Лоренц өзгөртүп түзүүсү жана андан чыккан эффекттер

§ 48. Лоренцтин өзгөртүп түзүүсү.....	116
§ 49. Узундуктун (аралыктын) салыштырмалуулугу.....	117
§ 50. Салыштырмалуулук теориясында ылдамдыктарды кошуу.....	119
§ 51. Массанын ылдамдыктан көз карандылыгы.....	120
§ 52. Эйнштейн теңдемеси.....	122
§ 53. Импульс менен энергиянын байланышы.....	123
§ 54. Салыштырмалуулуктун атайын теориясы жөнүндө азыркы көз караштар.....	125
§ 55. Салыштырмалуулуктун жалпы теориясы жөнүндө түшүнүк.....	127
Маселелер	130

АТОМДУК ЖАНА ЯДРОЛУК ФИЗИКА

9-глава. Атомдук физика

§ 56. Атомдун ядролук модели. Резерфорддун тажрыйбасы.....	134
§ 57. Бордун кванттык постулаттары.....	137
§ 58. Атом энергиясынын дискреттик деңгээлдери. Атомдордун жарык квантын жутушу жана чыгарышы.....	139
§ 59. Спектрлер жөнүндө түшүнүк.....	141
§ 60. Жарыктын корпускулалык – толкундук жаратылышы.....	142
§ 61. Бөлүкчөлөрдүн корпускулалык-толкундук касиеттери. Де Бройль толкуну.....	144
§ 62. Электрондук микроскоп.....	146
§ 63. Аныксыздык катыштары.....	148
§ 64. Атомдордун электрондук катмарларынын түзүлүшү.....	150
§ 65. Менделеевдин мезгилдик таблицасындагы химиялык элементтердин жайланышы.....	152
§ 66. Радиоактивдүүлүк. α -, β - жана γ нурдануулары.....	155
§ 67. Табигый жана жасалма радиоактивдүү нурдануулар.....	159
§ 68. Радиоактивдүү нурдануулардын касиеттери.....	160

10-глава. Ядролук физика

§ 69. Атом ядросунун курамы.....	162
----------------------------------	-----

§ 70. Изотоптор.....	163
§ 71. Ядролук күчтөр.....	165
§ 72. Атомдун ядролук байланыш энергиясы. Массанын дефектиси.....	167
§ 73. Ядролук реакция. Ядролук реакцияларда энергиянын бөлүнүп чыгышы.....	168
§ 74. Уран ядросунун бөлүнүшү.....	170
§ 75. Уланма реакция.....	171
§ 76. Атом энергиясын пайдалануу.....	173
§ 77. Ядролук реактор.....	174
§ 78. Термоядролук реакция.....	178
§ 79. Башкарылма термоядролук реакциялардын проблемалары	180
§ 80. Чернобыль кырсыгынын кесепеттери.....	181
§ 81. Ядролук согуш коркунучуна каршы күрөшүү.....	183

11-глава. Элементардык бөлүкчөлөр

§ 82. Элементардык бөлүкчөлөр жана алардын касиеттери.....	186
§ 83. Бөлүкчөлөр жана антибөлүкчөлөр.....	187
§ 84. Элементардык бөлүкчөлөрдү каттоонун ыкмалары. Вильсон камерасы.	189
§ 85. Изотопторду, ядролук нурданууларды илимде жана техникада пайдалануу.....	192
§ 86. Адрондук чоң коллайдер	193
Маселелер	195
Лабораториялык иштер	200
Тиркеме.....	208

Өзгөрүш Шаршекеев

ФИЗИКА

Жалпы билим берүүчү орто мектептин XI классы үчүн окуу китеби

Жооптуу редактор *Д. Андашев*
 Редактору *А. Жакыпбеков*
 Сүрөтчүсү *А. Касымалиев*
 Корректору *Ж. Асанова*
 Тех. редактору *Ж. Жолдошева*
 Компьютердик верстка *Т. Сандыбаева*

№ 252

Басууга 20.11.10 кол коюлду. Форматы $60 \times 90^{1/16}$. Офсет кагазы.
 Мектеп ариби. 13,25 накта басма табак.
 Нускасы 51000. Заказ 560.

Энциклопедия борбору.
 720040, Бишкек шаары, Эркиндик проспекти, 56

