

Л.Д.Ландау, А.И.Ахиезер, Е.М.Лифшиц.

Улыўма физика курсы

Механика ҳәм молекулалық физика

Русша екинши басылыўынан қарақалпақ тилине
Б.Әбдикамалов тәрпинен 1996-жылы аўдарылған.

Мазмуну

Биринши басылыўына алғы сөз

I БАП. Ноқат механикасы

- § 1. Қозғалыстың салыстырмалық принципи
- § 2. Тезлик
- § 3. Импульс
- § 4. Реактив қозғалыс
- § 5. Инерция орайы
- § 6. Тезлениў
- § 7. Күш
- § 8. Физикалық шамалардың өлшемлери
- § 9. Бир текли майдандағы қозғалыс
- § 10. Жұмыс ҳәм потенциал энергия
- § 11. Энергияның сақланыў нызамы
- § 12. Ишки энергия
- § 13. Қозғалыс шегаралары
- § 14. Серпимли соқлығысыўлар
- § 15. Импульс моменти
- § 16. Орайлық майдандағы қозғалыс

II Бап. Майдан

- § 17. Электр тәсирлесийи.
- § 18. Электр майданының кернеўилиги
- § 19. Электростатикалық потенциал
- § 20. Гаусс теоремасы
- § 21. Әпиўайы жағдайлардағы электр майданлары
- § 22. Гравитациялық майдан.
- § 23. Эквивалентлилик принципи.
- § 24. Кеплер қозғалысы

III БАП. Қатты денениң қозғалысы

- § 25. Қатты денениң қозғалысының түрлери
- § 26. Қозғалыўшы қатты денениң энергиясы
- § 27. Айланыў моменти

- § 28. Айланыўшы денениң қозғалыс теңлемеси
- § 29. Тең тәсир етиўши күш
- § 30. Гироскоп
- § 31. Инерция күшлери

IV БАП. Тербелислер

- § 32. Гармоникалық тербелислер
- § 33. Маятник
- § 34. Сөниўши тербелислер
- § 35. Мәжбүрий тербелислер
- § 36. Параметрлик резонанс

V БАП. Затлардың қурылысы

- § 37. Атомлар
- § 38. Изотоплар
- § 39. Молекулалар

VI БАП. Симметрия ҳаққында тәлибат

- § 40. Молекулалар симметриясы
- § 41. Айналық изомерия
- § 42. Кристаллық пәнжере
- § 43. Кристаллық системалар
- § 44. Кеңисликтеги топарлар
- § 45. Кристаллық класслар
- § 46. Химиялық элементлердин пәнжерелери
- § 47. Бирикпелердин пәнжерелери
- § 48. Кристаллық тегисликлер
- § 49. Кристаллардың тәбийий қапталлары

VII БАП. Жыллылық

- § 50. Температура
- § 51. Басым
- § 52. Затлардың агрегат ҳаллары
- § 53. Идеал газ
- § 54. Сыртқы майдандағы идеал газ
- § 55. Максвелл бөлистирилиўи
- § 56. Жумыс ҳәм жыллылық муғдары
- § 57. Газлердин жыллылық сыйымлығы
- § 58. Конденсацияланған денелер

VIII БАП. Жыллылық процесслери

- § 59. Адиабаталық процесс
- § 60. Джоуль-Томсон процесси.
- § 61. Стационар ағыс
- § 62. Жыллылық процесслериниң қайтымсызлығы

- § 63. Карно цикли
- § 64. Қайтымсызлықтың тәбияты
- § 65. Энтропия

IX БАП. Фазалық өтиўлер

- § 66. Затлардың фазалары
- § 67. Клапейрон-Клаузиус формуласы
- § 68. Пуўланыў
- § 69. Критикалық ноқат
- § 70. Ван-дер-Ваальс теңлемеси
- § 71. Сәйкес ҳаллар ызамы
- § 72. Ериў ноқаты
- § 73. Кристаллық модификациялар
- § 74. Екинши әўлад фазалық өтиўлери
- § 75. Кристаллардың тәртиплескенлиги
- § 76. Суйық кристаллар

X БАП. Еритпелер

- § 77. Ериўшилиқ
- § 78. Суйықлықлар араласпасы
- § 79. Қатты еритпелер
- § 80. Осмослық басым
- § 81. Рауль ызамы
- § 82. Суйықлықлар араласпасының қайнаўы
- § 83. Кери конденсация
- § 84. Суйықлықлар араласпасының қатыўы
- § 85. Фазалар қағыйдасы

XI БАП. Химиялық реакциялар

- § 86. Реакция жыллылығы
- § 87. Химиялық тең салмақлық
- § 88. Тәсир етиўши массалар ызамы
- § 89. Күшли электролитлер
- § 90. Әззи электролитлер
- § 91. Активация энергиясы
- § 92. Реакциялардың молекулалығы
- § 93. Шынжырлы реакциялар

XII БАП. Бетлик қубылыслар

- § 94. Бет керими
- § 95. Адсорбция
- § 96. Шетки мүйеш
- § 97. Капиллярлық күшлер
- § 98. Майысқан бет астындағы пуўдың серпимлиги
- § 99. Аса қызыў ҳәм аса салқынлаў қубылысларының тәбияты

§ 100. Коллоидлық еритпелер

XIII БАП. Қатты денелер

- § 101. Әпиұайы созыұ
- § 102. Хәр тәрeплеме қысыұ
- § 103. Жылжыұ
- § 104. Эластиклик
- § 105. Кристаллардағы дефектлер
- § 106. Эластикликтің тәбияты
- § 107. Қатты денелердегі сүйкеліс

XIV БАП. Диффузия хәм жыллылық өткізгішлик

- § 108. Диффузия коэффициенті
- § 109. Жыллылық өткізгішлик коэффициенті
- § 110. Жыллылық қарсылығы
- § 111. Теңлесиұ ұақыты
- § 112. Еркін қозғалыұ ұзынлығы
- § 113. Газлердегі диффузия хәм жыллылық өткізгішлик
- § 114. Жылжығышлық
- § 115. Термодиффузия
- § 116. Қатты денелердегі диффузия

XV БАП. Жабысқақлық

- § 117. Жабысқақлық коэффициенті
- § 118. Газлер менен сұйықлықлардың жабысқақлығы
- § 119. Пуазейль формуласы
- § 120. Уқсаслық ұсылы
- § 121. Стокс формуласы
- § 122. Турбулентлилик
- § 123. Сийреклетілген газлер
- § 124. Аса өткізгішлик

Предметлик көрсеткіш

Тийкарғы физикалық құбылыслар хәм әхмийетли физикалық ызамлар хәққында оқыұшыда көз-қараслар пайда етиұ китаптың тийкарғы мақсети болып табылады. Китапты дәретиұде Л.Д.Ландау тәрeпинен Москва мәмлекетлик университетинің физика-техникалық факультетинде оқылған лекциялардың стенографиялық курсы пайдаланылды. Екинши басылымға ұлкен емес дүзетиұлер хәм анықлықлар киргизілген. Кестелер саны 11, иллюстрациялар 140.

Биринши басылыуына кирисиу

Тийкарғы физикалық қубылыслар хәм әхмийетли физикалық ыызамлар хаққында оқыушыда көз-қараслар пайда етиу китаптың тийкарғы мақсети болып табылады. Авторлар тек ғана баслы мәселелерди есапқа алып үлкен емес көлемдеги китапты жазыуға умтылды. Сонлықтан китап келтирилген материалларды толық түсиндириуге умтылмайды.

Формулалар қарап атырылған қубылыслар арасындағы байланысларды оқыушылардың түсиниуи ушын келтирилген. Сонлықтан формулалар мүмкиншилигиниң болғанынша ең әпиуайы мысалларға байланыслы келтирилип шығарылады. Формулалар менен теңлемелерди системалы түрде келтирип шығарыу теориялық физика күрсларында келтирилиуи керек деген көз-қарасты басшылыққа аламыз.

Бул китапты оқыу ушын алгебра менен тригонометрия менен қатар дифференциал есаплау хәм векторлық алгебра элементлери менен де таныс болыу керек. Соның менен бирге оқыушы орта мектеп көлеминдеги тийкарғы физикалық хәм химиялық түсиниклер менен таныс деп есапланады. Авторлар бул китапты университетлердиң физика факультетлериниң хәм физика әхмийетли орынды ийелейтуғын техникалық жоқары оқыу орынларының студентлери, соның менен бирге орта мектептердиң физика муғаллимлери ушын пайдалы болады деп үмит етеди.

Бул китап 1957-жылы жазылды. Бирақ баспадан шығарылыуы усы уақытларға шекем созылып келди. Баспадан шығыуы ушын китап толықтырылды хәм пүткиллей қайтадан жазылды. Бирақ китаптың планы менен тийкарғы мазмұны өзгериссиз қалдырылды.

Тилекке қарсы трагедиялық автомобиль катастрофасынына кейинги наұқасланыуына байланыслы бизиң ұстазымыз хәм достымыз Л.Д.Ландау китаптың басылып шығыуына қатнаса алған жоқ. Бизлер оның көрсеткен жоллары менен хәрекет етиуге тырыстық.

Китапты жазыудың дәслепки вариантындағыдай хәм 1947-жылы Москва мәмлекетлик университети тәрөпинен Л.Д.Ландаудың физика-техникалық факультетте оқыған лекцияларының стенографиялық есабы түринде шыққан китаптағыдай ең дәслепки сайлап алынған материалларға сүйендик.

Баянлаудағы байланысларды бузбау мақсетинде дәслепки план бойынша жыллылық қубылысларын экспериментте изертлеу китаптың кейинде өз алдына бапқа көширилиуи керек еди. Тилекке қарсы бул планды орынлау мүмкиншилиги болмады хәм китапты баспадан шығарыуды кешиктирмеу ушын сол бапсыз-ақ китапты шығарыуды мақұл көрдик.

А.И.Ахиезер, Е.М.Лифшиц. 1965-жыл, июнь.

I БАП. НОҚАТ МЕХАНИКАСЫ

§ 1. Қозғалыстың салыстырмалық принципі

Қозғалыс, яғни бір дененің басқа денелерге салыстырғандағы орын алмастырылуы механиканың тийкарғы түсиниги болып табылады. Бул денелерсиз биз барлық ўақытта да салыстырмалы болған қозғалыс ҳаққында айта алмаймыз. Басқа денелерге салыстырмағандағы денелердиң абсолют қозғалысы ҳаққындағы гәплер мәниске ийе емес.

Қозғалыстың салыстырмалығы кеңислик түсинигиниң өзиниң салыстырмалы екенлигине байланысly. Бизлер абсолют кеңисликтеги аўхал ҳаққында айта алмаймыз, аўхал ҳаққында айтылғанда тек ғана басқа денелерге салыстырғандағы аўхал нәзерде тутылады.

Шәртли түрде қозғалмайды деп есапланатуғын денелерди физикада *есаплаў системасы* деп атайды ҳәм усы денелерге салыстырғанда басқа денелердиң қозғалысы изертлениледи. Есаплаў системасын ықтыярлы түрде шексиз көп санлы усыллар менен сайлап алыў мүмкин. Бундай жағдайда қандай да бир дененің ҳәр қыйлы есаплаў системасына салыстырғандағы қозғалысы улыўма жағдайларда ҳәр қыйлы болыўы мүмкин. Егер система усы дененің өзи менен байланысly болса. Онда бундай системаға салыстырғанда дене қозғалмайды. Бирақ басқа есаплаў системаларына салыстырғанда дене басқаша қозғалатуғын болып шығады. Қала берсе ҳәр қыйлы системаларда қозғалыслар ҳәр қыйлы, яғни ҳәр қыйлы траекториялар бойынша болады.

Ҳәр қыйлы есаплаў системалары бирдей ҳуқыққа ийе ҳәм қандай да бир дененің қозғалысын изертлегенде олардың ҳәр бирин сайлап алыў бирдей мүмкиншиликке ийе болады. Бирақ улыўма айтқанда физикалық қубылыслар ҳәр қыйлы есаплаў системаларында ҳәр қыйлы болып өтеди. Сонлықтан ҳәр қыйлы есаплаў системаларын бир биринен айырыў мүмкиншилиги бар. Усыған байланысly қозғалыслар әпиўайы түрде алынатугын есаплаў системаларын сайлап алыў тәбийий нәрсе болып табылады.

Басқа денелерден алыста тұрған денени қарайық. Бундай жағдайда бул денеге басқа денелер тәсир етпейди деп есаплаўға болады ҳәм бундай денени *еркин қозғалыўшы* дене деп атаймыз.

Әлбетте ҳақыйқатта еркин қозғалыў шәрти қандай да бир дәлликте жүзеге келиўи мүмкин. Бирақ принципаллық жақтан денени басқа денелер менен тәсир етиспейди деп қәлеген дәлликте есаплаў мүмкин.

Қозғалыстың басқа түрлериндей, еркин қозғалыс та ҳәр қыйлы есаплаў системаларында ҳәр қыйлы болып көринеди. Бирақ, егер биз еркин қозғалыўшы басқа бир дене менен байланысқан есаплаў системасын сайлап алатугын болсақ қозғалыс жүдә әпиўайыласады: қозғалыс тўўры сызықлы тең өлшеўли қозғалысқа айланады. Басқа сөз бенен айтқанда бундай жағдайда қозғалыс шамасы да, бағыты да тұрақлы тезлик пенен болады. Бул тастыйықлаў Галилей тәрепинен ашылған *инерция ызамаы* деп аталатуғын ызамның мәнисин қурайды. Еркин қозғалыўшы дене менен байланысқан есаплаў системасы *инерциал есаплаў системасы* деп аталады. Инерция ызамын *Ньютонның биринши ызамаы* деп те атайды.

Физиканы биринши үйрениў барысында өзиниң айрықша қәсийетлерине ийе инерциал есаплаў системасын пайдаланыў абсолют кеңислик түсинигин анықлаўға мүмкиншилик береді деген надурис пикирдиң пайда болыўы мүмкин. Инерциал есаплаў системалары шексиз көп болғанлықтан бундай деп ойлаўға болмайды. Шынында да, егер базы бир система қандай да бир инерциал есаплаў системасына салыстырғанда бағыты бойынша да, шамасы бойынша да турақлы тезлик пенен қозғалатуғын болса, онда бул системаның өзи де инерциал есаплаў системасы болып табылады.

Инерциал есаплаў системаларының бар болатуғынлығының логикалық зәрүрлик емес екенлигин атап айтыўымыз керек. Денелердиң қозғалысы туўры сызықлы хәм тең өлшеўли болатуғын усындай есаплаў системаларының бар екенлигин тастыйықлаў принципінде тәбияттың тийкарғы ызымларының бири болып табылады.

Еркин қозғалысты изертлеўдиң барысында бизиң ҳәр қыйлы инерциялық системаларды бир биринен айыра алмайтуғынлығымыз анық нәрсе. Басқа физикалық қубылысларды изертлеўдиң барысында бир инерциал есаплаў системасын екиншисинен ажыратыўдың, усының нәтийжесинде айрықша бир инерциал есаплаў системасын ажыратып алыўдың мүмкиншилиги бола мағ деген сораў пайда болады. Егер усындай ажыратып алыў мүмкин болғанда усы системаға салыстырғандағы абсолют кеңислик хәм абсолют тынышлық ҳаллары болады деп жуўмақ шығарыўға болар еди. Бирақ усындай сайлап алынған инерциал есаплаў системасы болмайды, себеби барлық инерциал есаплаў системаларында барлық физикалық қубылыслар бирдей болып өтеди.

Барлық инерциал есаплаў системаларында тәбияттың ызымлары бирдей түрге ийе болады. Сонлықтан физикалық жақтан инерциал есаплаў системалары бир биринен парққа ийе болмайды хәм бир бири менен эквивалент болады.

Бул физикадағы ең әҳмийетли болған ызымлардың бири *салыстырмалық принципі* деп аталады. Бул принцип абсолют кеңислик, абсолют тынышлық хәм абсолют қозғалыс түсиниклериниң мәниске ийе болмайтуғынлығын аңлатады.

Барлық инерциал есаплаў системаларында физиканың барлық ызымлары бирдей, ал инерциал емес есаплаў системаларында ҳәр қыйлы болатуғынлығына байланыслы физикалық қубылысларды инерциал есаплаў системаларында үйрениўдиң аңсат болатуғынлығын аңлатады. Биз буннан кейин талқылаўларымызда тийкарынан инерциал есаплаў системаларын пайдаланамыз. Ал инерциал емес есаплаў системаларын пайдаланыў зәрүрлиги пайда болған жағдайларда бул ҳаққында атап айтылады.

Ҳақыйқатында физикалық экспериментлерде пайдаланылатуғын есаплаў системалары тек базы бир дәлликте ғана инерциал есаплаў системалары болып табылады. Ең әпиўайы болған есаплаў системасы сыпатында биз жасап атырған Жер менен байланыслы болған есаплаў системасын көрсетиўге болады. Жер өз көшери дөгерегинде хәм Қуяштың дөгерегинде айланатуғын болғанлықтан бул система инерциал есаплаў системасы болып табыламайды. Ҳәр бир ноқат сол еки қозғалысқа қатнаساتуғын болғанлықтан Жер бетиндеги ноқатлардың тезликлери де, қозғалыс бағытлары да турақлы болып қалмайды. Сонлықтан Жер менен байланысқан есаплаў системасы инерциал емес есаплаў системасы болып

табылады. Бірақ Жердің суткалық қозғалысыны менен оның Қуяш дөгерегіндегі айланбалы қозғалысының тезліклерінің салыстырмалы киші екенлігін есепке алғанда жерді инерциал есептеу системасы деп бір қатар физикалық эксперименттер үшін әрмийетке ийе болмайтуғындай киші қәтелеклерге жол қоямыз. Жер менен байланысқан есептеу системасындағы қозғалыс инерциал есептеу системасындағы қозғалыстан жүдә аз парққа ийе болса да айырым эксперименттерде сол парқты айқын бақылауға болады. Бұған мысал ретінде Фуко маятникін көрсетіуге болады. Бұл маятниктің тербеліс тегісliği Жер бетіне салыстырғанда әсте-ақырынлық пенен бұрылады.

§ 2. Тезлік

Қозғалыс нызамларын үйреніуді өлшемлері киші болған денелерден баслаған тәбййй. Бундай дененің қозғалысы әпйұайы әмелге асады, бұл жағдайда дененің айланыуын хәм ұсы дененің бір бөлімінің екінші бөліміне салыстырғандағы орынларының алмастырғанын есепке алмаймыз.

Қозғалғанда өлшемлерін есепке алмауға болатуғын денені материаллық нәқат деп атаймыз хәм бұл нәқат механиканың үйренетуғын тийкарғы объектлерінің бири болып табылады. Материаллық нәқат хәққында "бөлекше" хәққындағы сыяқлы биз тез-тезден гәп етеміз.

Базы бир денелерді материаллық нәқат деп қарау мүмкіншилиги ұсы денелердің тек ғана абсолют өлшемлеріне байланыслы емес, ал физикалық эксперименттердің өткеріліу шараятларына байланыслы. Мысалы Жердің Қуяш дөгерегінде қозғалысын изертлегенде Жерді материаллық нәқат деп қарауға болады. Бірақ суткалық айланысын изертлегенімізде Жерді материаллық нәқат деп қарауға пүткиллей болмайды.

Материаллық нәқаттың кеңісліктегі аұхалын үш координатаның жәрдемінде анықлау мүмкін. Мысалы координаталар x, y, z декарт координаталары болыуы мүмкін. Бундай жағдайда материаллық нәқатты *үш еркинлік дәрежесіне* ийе болады деп айтады.

x, y хәм z санларының жыйнағы координата басынан шығатуғын хәм ұсы материаллық нәқат орналасқан нәқатқа барып тирелетуғын бөлекшенің *r радиус-векторын* пайда етеді.

Материаллық нәқаттың қозғалысы оның *тезлігі* менен тәрийіпленеді. Бир текли қозғалыста тезлік әпйұайы түрде ұақыт бирлігінде өтилген жол сыпатында анықланады. Улыұма жағдайда тезліктің шамасы да, бағыты да өзгермелі болады. Бундай жағдайда тезліктің шамасы бөлекшенің шексіз киші шамаға аұысуы векторы ds тің сол шексіз киші аұысуы орын алған ұақыт dt ға қатнасына тең векторлық шама болады. Тезлік векторын v арқалы белгілеп

$$v = \frac{ds}{dt}.$$

формуласына ийе боламыз.

Тезлік векторы v ның бағыты ds векторының бағытына сәйкес келеді. Яғнай тезлік векторының бағыты ұақыттың хәр бир моментінде бөлекшенің траекториясына түсірілген ұрынба бағытындай болады.

1-сұұретте базы бир материаллық нәқаттың қозғалыс траекториясы көрсетілген хәм t менен $t + dt$ ұақыт моментлеріндегі радиус-векторлары r менен dr лар

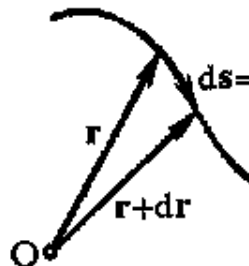
берілген. Векторларды қосыу қағыйдасынан пайдаланып нокаттың шексиз киши аўысыўы ds тиң бөлекшениң радиус-векторының ўақыттың дәслепки ҳәм кейинги моментлериндеги айырмасы екенлигин көриўге болады, яғный $ds = dr$. Сонлықтан тезлик v ны мына түрде көрсетиўге болады

$$v = \frac{dr}{dt},$$

яғный тезлик қозғалыўшы бөлекшениң радиус-векторының ўақыт бойынша алынған туўындысы екен. Радиус-вектор r дың құраўшылары нокаттың x, y ҳәм z координаталары болып табылады. Сонлықтан тезликтің құраўшылары ямаса тезликтің x, y, z көшерлерине түсирилген проекциялары

$$v_x = \frac{dx}{dt}, v_y = \frac{dy}{dt}, v_z = \frac{dz}{dt}$$

шамаларына тең болады.



1-сүўрет

Тезлик материаллық нокаттың қозғалыс ҳалын тәрийиплеўши тийкарғы шама болып табылады. Демек бөлекшениң ҳалы алты шаманың жәрдеминде анықланады екен: үш координата ҳәм тезликтің үш құраўшысы.

Бир материаллық нокаттың ҳәр қыйлы болған K ҳәм K' есаплаў системаларындағы тезликлери v ҳәм v' арасындағы байланысларды табамыз. Егер $d4$ ўақыты ишинде материаллық нокат K есаплаў системасына салыстырғанда ds шамасына жылысса ҳәм K' системасының өзи K системасына салыстырғанда dS шамасына жылысса $ds' = ds + dS$ ке ийе боламыз. Бул теңликтиң еки тәрәпин де $d4$ ға бөлип, K системасының K' системасына салыстырғандағы тезлигин V арқалы белгилеп

$$v' = v + V$$

екенлигин аламыз.

Бир материаллық нокаттың ҳәр қыйлы есаплаў системасындағы тезликлерин байланыстырыўшы бул формула *тезликлерди қосыу қадеси* деп аталады.

Биринши рет қарағанда тезликлерди қосыу қадеси өз-өзинен түсиникли сыяқлы болып көринеди. Бирақ бул жерде ўақыттың абсолютлығы ҳаққындағы надурьс болжаў нәзерде тутылған. Атап айтқанда K системасындағы бөлекшениң ds шамасына жылжыу ушын кеткен ўақыт K' системасындағы сол материаллық нокаттың ds' аралығына жылжыу ўақытына тең деп есапланды. Ўақыттың абсолют емеслигине байланысly бундай болжаў қәте болып табылады. Бирақ ўақыттың абсолют емеслиги тек жақтылықтың тезлигине жақын тезликлерде ғана сезиле баслайды. Жоқары тезликлерде келтирилип шығарылған тезликлерди қосыўдың қағыйдасы орынланбайды. Биз буннан былай тек ғана жеткиликли дәрежедеги

киши тезликлерди қараймыз. Бундай жағдайларда ўақыттың абсолютлиги ҳаққындағы болжаўлар жақсы орынланады.

Ўақыттың абсолютлигине тийкарланған механика *ньютон механикасы* ямаса *классикалық механика* деп аталады. Бул китапта биз тек усы механиканы үйренемиз. Бул механиканың тийкарғы нызамлары Ньютонның 1687-жылы жарық көрген "Натурал философияның математикалық басламалары" деп аталатуғын китабында баянланған.

§ 3. Импульс

Материаллық ноқаттың басқа денелер менен тәсир етиспейтуғын жағдайлардағы қозғалысын еркин қозғалыс деп атаймыз. Бундай жағдайларда оның тезлиги инерциал есаплаў системаларында өзгермейди. Егер материаллық ноқат басқа денелер менен тәсирлесетуғын болса оның тезлиги ўақыттың өтиўи менен өзгереді. Бир бири менен тәсир етисетуғын бөлекшелердиң тезликлериниң өзгериўи бир биринен ғәрезсиз емес, ал өз-ара байланысly. Усындай байланысты табыў ушын *туйық система* түсинигин киргиземиз. Туйық системадағы бөлекшелер бир бири менен тәсирлеседи, ал сырттағы қоршап тұрған орталықтың бөлекшелери ямаса денелери менен тәсирлеспейди. Усындай туйық система ушын тезликке байланысly, ал ўақыт бойынша өзгермей қалатуғын бир қатар шамалар бар. Бундай шамалар механикада әҳмийетли орынларды ийелейди.

Өзгермейтуғын ямаса басқаша айтқанда *сақланып қалатуғын (сақланатуғын)* бундай шамалардың бирин *системаның толық импульси* деп атаймыз. Системаның толық импульси туйық системаға кириўши ҳәр бир бөлекшениң импульсларының векторлық қосындысына тең. Материаллық ноқаттың импульсиниң векторы оның тезлиги менен әпиўайы байланысқа ийе: импульс тезликке пропорционал. Пропорционаллық коэффициенти ҳәр бир материаллық бөлекше ушын характерли тұрақly шама болып табылады ҳәм материаллық ноқаттың *массасы* деп аталады. Импульс векторын \mathbf{p} , материаллық бөлекшениң массасын m ҳәм тезлигин \mathbf{v} арқалы белгилеп

$$\mathbf{p} = m\mathbf{v}$$

ға ийе боламыз. Барлық бөлекшелер ушын \mathbf{p} векторларының қосындысы системаның толық импульсин береді:

$$\mathbf{P} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \dots = m_1\mathbf{v}_1 + m_2\mathbf{v}_2 + \dots$$

Бул аңлатпадағы индекслер бөлекшелердиң номерине сәйкес келеди. Бул шама ўақыттың өтиўи менен өзгермей қалады:

$$\mathbf{P} = \text{const.}$$

Солай етип туйық системаның толық импульси сақланады. Усы тастыйықлаў *импульстиң сақланыў нызамы* деп аталады. Биз 15- параграфта бул нызамның келип шығыўына қайтып келемиз.

Солай етип импульс векторлық шама болып табылады. Сонлықтан импульстиң сақланыў нызамы үш нызамға бөлинеди ҳәм бул үш нызам толық импульстиң құраўшыларының ўақыттан ғәрезсиз тұрақly болып қалатуғынлығын аңлатады.

Импульстиң сақланыў нызамына *масса* деп аталатуғын жаңа шама киреди. Бул нызамды пайдаланып бөлекшелердиң массаларының қатнасларын анықлаўға

болады. Мейли еки материаллық бөлекше бир бири менен соқлығысатуғын болсын. Олардың массаларын m_1 хәм m_2 арқалы белгилеймиз. Мейли v_1 хәм v_2 арқалы олардың соқлығысқанға дейинги, v_1' хәм v_2' арқалы соқлығысқаннан кейинги тезликлери белгиленген болсын. Бундай жағдайда импульстиң сақланыў ызамынан

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_1 v_1' + m_2 v_2'$$

екенлиги келип шығады. Бөлекшелердиң тезлигиниң өзгерисин Δv_1 хәм Δv_2 арқалы белгилеп жоқарыдағы теңликти

$$m_1 \Delta v_1 + m_2 \Delta v_2 = 0$$

түринде жазамыз. Буннан

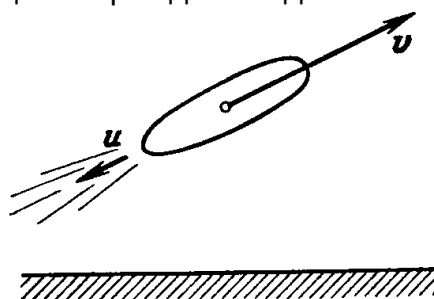
$$\Delta v_2 = - \frac{m_1}{m_2} \Delta v_1$$

ге ийе боламыз.

Солай етип өз-ара тәсирлесетуғын еки бөлекшениң тезликлериниң өзгериси олардың массаларына кери пропорционал екен. Сол қатнас жәрдеминде тезликлердиң өзгериси бойынша бөлекшелердиң массаларының қатнасын табыўға болады. Сонлықтан биз қандай да бир денениң массасын бир бирликке тең етип алып басқа денелердиң массасын анықлаўымыз мүмкин. Физикада массаның усындай бирлиги ретинде грамм қолланылады. (8-параграфты қараңыз).

§ 4. Реактив қозғалыс

Импульстиң сақланыў ызамы тәбияттың фундаменталлық ызамларының бири болып табылады хәм бир қатар қубылысларда көринеди. Дара жағдайда бул ызам реактив қозғалыстың тийкарында жатады.



2-сүўрет

Массасының өзгерисине байланыслы ракетаның тезлигиниң қалай өзгеретуғынлығын табыўды көрсетемиз. Базы бир t ўақыт моментиндеги ракетаның тезлигин v , ал массасын M арқалы белгилеймиз. Мейли усы ўақыт моментинде ракетаға салыстырғанда тезлиги u болған газ ракета соплосынан қысылып шыға басласын. dt ўақыты ишинде ракетаның массасы кемейип $M+dM$ шамасына тең болады. Бул жерде $-dM$ шыққан газдиң массасы. Усының менен бирге ракетаның тезлиги өседи хәм $v + dv$ ға тең болады. Енди t хәм $t+dt$ ўақыт моменлериндеги ракета+шығарылған газ системасының импульсин салыстырамыз. Ракетаның дәслепки импульси Mv ға тең екенлиги анық. Ал $t+dt$ ўақыт моментиндеги ракетаның импульси $(M+dM)(v+dv)$ ға (dM ниң шамасы терис), ал шығарылған газдиң импульси $-dM(v-u)$ ге тең. Себеби Жерге салыстырғандағы газдиң тезлиги $v-u$ ға тең (2-сүўрет). Импульстиң сақланыў ызамы бойынша еки ўақыт моментиндеги импульсларды салыстырыўымыз керек:

$$Mv = (M+dm)(v+dv) - dm(v-u).$$

Бұл аңлатпадағы екінші тәртіпті киші шама болған $dm dv$ ны есепке алмай

$$Mdv + u dm = 0$$

ямаса

$$\frac{dM}{M} = -\frac{dv}{u}$$

теңлемелеріне ийе боламыз.

Газдің тезлігі ұақыттың өтіуі менен өзгермейді деп есеплейміз. Сонлықтан кейінгі теңлемени былайынша көшіріп жазамыз:

$$d \ln M = -d \frac{v}{u}.$$

Буннан

$$\ln M + \frac{v}{u} = \text{const}.$$

const тың мәнісі дәслеп $v = 0$ болғандағы ракетаның массасының M_0 ге тең екенлігінен анықланады:

$$\text{const} = \ln M_0.$$

Бұл мәністі жоқарыдағы теңлемеге қоямыз

$$\ln M + \frac{v}{u} = \ln M_0.$$

Буннан ең кейінгі аңлатпамызды аламыз:

$$v = u \ln \frac{M_0}{M}$$

Бұл формула ракетаның тезлігінің оның массасының ғәрезілігін анықлайды.

§ 5. Инерция орайы

Импульстың сақланыу ызаы менен *массаның сақланыу ызаы* деп аталатуғын массаның және де бир әхмийетлі қәсийеті байланыссы. Бұл ызамның мәнісін түсіндіріу үшін бөлекшелердің туйық системасындағы системаның *инерция орайы* деп аталатуғын ноқатты қараймыз. Инерция орайының координатасы бөлекшелердің координатасының орташа мәнісіне тең болып, бөлекшениң массасында қаншама бирлік масса болса сол бөлекшениң координатасы соншама рет есепланады. Басқа сөз бенен айтқанда x_1, x_2, \dots шамалары массалары m_1, m_2, \dots болған бөлекшелердің x координаталары болса, онда инерция орайының x координатасы

$$X = \frac{m_1 x_1 + m_2 x_2 + \dots}{m_1 + m_2 + \dots}$$

формуласы жәрдемінде анықланады. Усы формулаға сәйкес формулаларды y хәм z координаталары үшін да жазыуға болады. Бұл формулалардың барлығы да \mathbf{R} радиус-векторы үшін жазылған бир аңлатпа түрінде жазылыуы мүмкін:

$$\mathbf{R} = \frac{m_1 \mathbf{r}_1 + m_2 \mathbf{r}_2 + \dots}{m_1 + m_2 + \dots},$$

бұл формулада $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots$ арқалы айырым бөлекшелердің радиус-векторлары белгіленген.

Инерция орайы жүдә әхмийетлі болған қәсийетке ийе: туйық системаның құрамына кириуші бөлекшелердің тезліктері ұақыттың өтіуі менен өзгеретуғын

болса да, инерция орайы тұрақты тезлікпен қозғалады. Ғақыйқатында да инерция орайының қозғалыс тезлігін қарайық. Ол мынаған тең:

$$\mathbf{V} = \frac{d\mathbf{R}}{dt} = \frac{m_1 \frac{d\mathbf{r}_1}{dt} + m_2 \frac{d\mathbf{r}_2}{dt} + \dots}{m_1 + m_2 + \dots}.$$

Бұл формулада $\frac{d\mathbf{r}_1}{dt}, \frac{d\mathbf{r}_2}{dt}, \dots$ сәйкес бірінші, екінші ғ.т.б. бөлекшениң тезліктері. Бұл тезліктерді $\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \dots$ арқылы белгилесек

$$\mathbf{V} = \frac{m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2 + \dots}{m_1 + m_2 + \dots}$$

аңлатпасын аламыз. Бұл аңлатпаның алымы системаның толық импульсы болып табылады. Оны биз \mathbf{P} арқылы белгиледік. Сонлықтан ең ақырында

$$\mathbf{V} = \frac{\mathbf{P}}{M}$$

формуласына ийе боламыз. Бұл жерде $M = m_1 + m_2 + \dots$ барлық бөлекшелердің массалары.

Бұл жерде системаның толық импульсі сақланатуғын болғанлықтан инерция орайының да тезлігі ғақытқа байланысly өзгермейді екен деген жуғамақ шығарамыз.

Алынған формуланы

$$\mathbf{P} = M\mathbf{V}$$

деп көшіріп жазып системаның толық импульсі, оның инерция орайының тезлігі хәм системаға кириўши бөлекшелердің массаларының қосындысы арасындағы қатнас айырым бөлекшениң импульсі, тезлігі хәм массасы арасындағы қатнастай болатуғынлығы көреміз. Биз системаның толық импульсін ұсы системаның инерция орайында жайласқан массасы ұсы системаға кириўши бөлекшелердің массаларының қосындысына тең бир материаллық ноқаттың импульсындай деп қабыл ете алады екенбиз. Инерция орайының тезлігін системадағы бөлекшелердің тутасы менен алғандағы тезлігі түрінде қараўға болады, ал айырым бөлекшелердің массаларының қосындысы барлық системаның массасына тең.

Солай етип қурамалы денениң массасының оның бөлеклеринің массаларының қосындысына тең екенлігін көреміз. Бұл тастыйықлаў бизиң ұшын әдетке айланған хәм өзіннен өзи түсиниклидей болып көринеди. Ғақыйқатында бұл әпиўайы нәрсе емес, ал импульстың сақланыў нызамының нәтийжеси болған физикалық нызамның мәнісін қурайды.

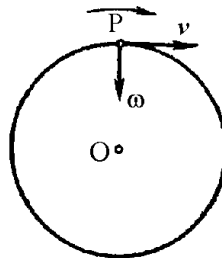
Тұйық системаның инерция орайының тезлігі ғақытқа байланысly өзгермейтуғын болғанлықтан, ұсы инерция орайы менен есаплаў системасын байланыстырып биз базы бир инерциаллық есаплаў системасын аламыз. Бундай система *инерция орайы системасы* деп аталады. Бөлекшелердің тұйық системасының толық импульсі бундай системада нолге тең. Бундай системадағы қубылысларды тәрийиплеў ұшын бөлекшелердің тутасы менен қозғалыўының салдарынан пайда болатуғын қурамаласыўлар сапластырылады хәм система ишиндегі процесслердің қәсийетлери айқынырақ көринеди. Ұсы себеплерге байланысly инерция орайы системасы физикада жийи пайдаланылады.

§ 6. Тезлениў

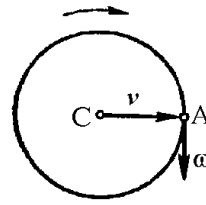
Материаллық нүктенің қозғалысының ұлыұма жағдайларында оның тезлиги шамасы бойынша да, бағыты бойынша да үзлексіз түрде өзгереді. Мейли dt ұақыты ишінде тезлик dv шамасына өзгеретуғын болсын. Егер ұсы өзгеристің ұақыт бирлигине қатнасын алатуғын болсақ биз материаллық *ноқаттың* тезлениў векторын аламыз. Бул шаманы w арқалы белгилеп тезлениўдің

$$w = \frac{dv}{dt}$$

ге тең болатуғынлығын көремиз. Солай етип тезлениў бөлекшениң тезлигинің өзгерисин анықлайды хәм шамасы жағынан тезликтен ұақыт бойынша алынған туўындыға тең.



3-сүўрет



4-сүўрет

Егер тезликтің бағыты өзгермесе, яғнай материаллық нүктә туўры сызық бойынша қозғалатуғын болса тезлениўдің өзи де ұсы бағытта бағытланған болып шамасы

$$w = \frac{dv}{dt}$$

ға тең.

Материаллық нүктенің тезлигинің шамасы өзгермей, тек бағыты бойынша өзгеретуғын жағдайдағы тезлениўди аңсат анықлаўға болады. Бул жағдай материаллық нүктә шеңбер бойынша бир текли қозғалғанда орын алады.

Мейли, базы бир ұақыт моментинде бөлекшениң тезлиги v болсын (3-сүўрет). 4-сүўретте келтирилген жәрдемши графикте v векторын C нүктәтинан басланатуғын етип қоямыз. Бөлекше шеңбер бойынша тең өлшеўли қозғалғанда v векторының ушы да (A нүктәти) радиусы тезликтің абсолют мәниси v ға болған шеңбер бойынша тең өлшеўли қозғалады. A нүктәтиның орын алмастырыў тезлигинің дәслепки P бөлекшесинің тезлениўи болып табылатуғынлығы түсиникли. Себеби A нүктәтиның dt ұақыты ишінде орын алмастырыўи dv ға тең хәм сонлықтан A нүктәтиның тезлиги $\frac{dv}{dt}$ ға тең. Бул тезлик C шеңберине түсирилген урынбаның бағытына ийе болып v ға перпендикуляр. Сүўретте ол w хәриби менен белгиленген. Егер биз P нүктәтинда w векторын дүзетуғын болсақ, онда оның шеңбердің орайы O ға қарай бағытланатуғынлығы анық.

Солай етип шеңбер бойынша тең өлшеўли қозғалатуғын материаллық нүктенің тезлениўи ұсы шеңбердің орайына қарай бағытланған, яғнай бөлекшениң тезлигине перпендикуляр болады.

Тезлениў w ның мәнисин анықлайық. Буның ушын v радиусына ийе шеңбер бойынша қозғалыўшы A нүктәтиның тезлигин табыў керек. P нүктәти шеңберди T ұақытында бир рет айланып шықсын. Усындай ұақыт ишінде A нүктәти да шеңберди бир рет айланып шығады хәм $2\pi v$ жолын өтеди. Сонлықтан w ға тең болған A нүктәтиның тезлиги

$$w = \frac{2\pi v}{dt}$$

ға тең. Бул аңлатпаға дәйирдің мәнісі $T = \frac{2\pi r}{dt}$ ди қойсақ (Р бөлекшениң траекториясының радиусы арқалы белгиленген) ақырғы аңлатпаны аламыз:

$$w = \frac{v^2}{r}.$$

Солай етип егер тезликтің мәнісі тек шамасы бойынша өзгеретуғын болса, онда тезлениў менен тезликтің бағытлары бирдей болады. Егер тезликтің тек бағыты өзгеретуғын болса (шамасы турақлы қалып), онда тезлениў хәм тезлик векторлары бир бирине перпендикуляр.

Улыўма жағдайда тезлик шамасы бойынша да, бағыты бойынша да өзгериске ушырайды. Бундай жағдайда тезлениў еки құраўшыға ийе болады: бирейи тезлик бағытында, екиншиси тезликке перпендикуляр. Тезликке параллел болған тезлениўдің құраўшысы *уринба* ямаса *тангенциал* құраўшы деп аталады. Оның шамасы тезликтен ўақыт бойынша алынған туўындыға тең:

$$w_{\perp} = \frac{dv}{dt}.$$

Тезлениўдің екинши құраўшысы w_{\perp} *нормаль құраўшы* деп аталады. Ол бөлекшениң тезлигинің квадратына пропорционал хәм берилген ноқаттағы траекторияның иймеклик радиусына кери пропорционал.

§ 7. Күш

Егер материаллық бөлекше еркин қозғалатуғын болса, яғный бул бөлекше қоршап алған басқа денелер менен тәсирлеспейтуғын болса, онда оның импульси сақланады. Керисинше, егер бөлекше этирапындағы денелер менен тәсирлесетуғын болса, онда оның импульси ўақыттың өтиўи менен өзгереді. Солай етип биз материаллық ноқаттың импульсинің өзгерисин этираптағы денелер тәрәпинен тәсирдің өлшеми сыпатында қабыл ете аламыз. Бул өзгерис (ўақыттың бир бирлигиндеги) қаншама үлкен болса, тәсир де интенсивлирек болады. Сонлықтан тәсирди анықлаў ушын материаллық ноқаттың импульс векторынан ўақыт бойынша алынған туўындыны қарап шығыў керек. Бул туўынды материаллық ноқатқа тәсир етиўши *күш* деген атқа ийе.

Бундай анықлама тәсирлесиўдің бир тәрәпин тәрийиплейди. Атап айтқанда бул анықлама материаллық ноқаттың этираптағы денелердің тәсирин "сезиўинің" дәрежесин белгилейди. Бирақ материаллық ноқаттың этираптағы денелер менен тәсирлесиўин үйрене отырып бул тәсирлесиўди материаллық ноқаттың ҳалы менен этираптағы денелердің ҳалын тәрийиплейтуғын шамалар менен байланыстырыў мүмкин.

Материаллық ноқатлар арасындағы тәсир етисиў күшлери тек ғана сол бөлекшелердің ийелеген орынларына байланысly (классикалық механикада). Басқа сөз бенен айтқанда бөлекшелер арасындағы тәсир етиўши күшлер тек ғана олар арасындағы қашықтыққа ғәрезли, ал олардың тезликлерине байланысly емес.

Материаллық ноқатлар арасындағы тәсирлесиўдің тийкарында жатқан физикалық қубылысларды үйрениўдің нәтийжесинде күштиң бөлекшелер арасындағы қашықтыққа ғәрезлигинің характери анықланыўы мүмкин.

Координаталарына хәм этираптағы денелердің қәсийетлери менен өз-ара орналасыуларына ғәрезли болған материаллық ноқатқа тәсир етиўши күшти " арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда биз күш ушын еки аңлатпаның – материаллық ноқаттың импульси \mathbf{p} ның ўақыт бирлигиндеги өзгериси хәм күш \mathbf{F} тиң теңлигин жазамыз:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{F}.$$

Бул теңлик материаллық ноқаттың *қозғалыс теңлемеси* деп аталады.

Импульс $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$ болғанлықтан материаллық ноқаттың қозғалыс теңлемесин былайынша жаза аламыз:

$$m\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F}.$$

Солай етип материаллық ноқатқа тәсир етиўши күш материаллық ноқаттың тезлериўи менен массасының көбеймесине тең болады екен. Бул тастыйықлаў *Ньютонның екнши нызамы* деп аталатуғын нызамның мазмунын қурайды.

Бул нызамның " тиң бөлекшениң координаталарынан ғәрезлилигиниң анық түри анықланған кейин ғана айқын мәниске ийе болатуғынлығын атап өтемиз. Бундай жағдайда (яғный " функциясының түри белгили болса) қозғалыс теңлемесиниң жәрдемінде материаллық ноқаттың тезлиги менен координаталарының ғәрезлилигин, басқа сөз бенен айтқанда бөлекшениң траекториясын анықлаўға мүмкиншилик туўылады. Усындай жағдайдарда " тиң түри менен бирге *басланғыш шәртлер* (басланғыш деп қабыл етилген ўақыт моментиндеги бөлекшениң аўхалы менен тезлиги) деп аталатуғын шәртлер белгили болыўы керек. Қозғалыс теңлемеси хәр бир dt ўақыт интервалындағы тезликтің өсимин ($d\mathbf{v} = \frac{\mathbf{F}}{m}dt$) беретутың, ал тезлик бойынша бөлекшениң кеңисликтеги орнының өзгериси анықланатуғы болғанлықтан ($d\mathbf{r} = \mathbf{v}dt$) бөлекшениң дәслепки тезлиги менен дәслепки орнының берилиўи ҳақыйқатында да бөлекшениң буннан былайғы қозғалысын анықлаў ушын толық жеткиликли екенлиги түсиникли. Атап айтқанда 2-параграфтағы бөлекшениң механикалық ҳалы оның координаталары хәм тезлиги менен анықланады деген тастыйықлаўдың мәниси усыннан ибарат болады.

Қозғалыс теңлемеси векторлық теңleme болып табылады. Сонлықтан оны көшерлерге түсирилген тезлениўдің проекциялары менен күштиң проекцияларын байланыстыратуғын үш теңleme түринде көширип жазыў мүмкин:

$$m\frac{dv_x}{dt} = F_x, \quad m\frac{dv_y}{dt} = F_y, \quad m\frac{dv_z}{dt} = F_z.$$

Материаллық ноқатлардың туйық системасына қайтып келемиз. Бизлер бундай ноқатлардың импульсларының қосындысының сақланатуғынлығын билемиз:

$$\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \dots = \text{const.}$$

Бул аңлатпадағы \mathbf{p}_i арқалы i -материаллық ноқаттың импульси белгиленген. Бул теңлемени ўақыт бойынша дифференциаллаймыз:

$$\frac{d\mathbf{p}_1}{dt} + \frac{d\mathbf{p}_2}{dt} + \dots = 0.$$

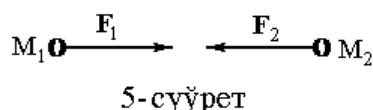
$$\frac{d\mathbf{p}_i}{dt} = \mathbf{F}_i$$

екенлигин есапқа алсақ (\mathbf{F}_i арқалы i -материаллық ноқатқа тәсир етиўши күш белгиленген)

$$\mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 + \dots = 0$$

екенлигине ийе боламыз.

Солай етип туйық системадағы барлық күшлердің қосындысы нолге тең болады.



Егер система тек ғана еки денеге ийе болса, онда биринши дене тәрепинен екинши денеге тәсир ететұғын күш екинши дене тәрепинен биринши денеге тәсир ететұғын күшке шамасы жағынан тең. ал бағытлары бойынша қарама-қарсы болыуы керек. Бул тастыйықлау *тәсир менен қарсы тәсирдің теңлиги нызамы* (ямаса *Ньютонның үшінши нызамы*) деп аталады. Бул жағдайда тек ғана бир бағыт болғанлықтан (материаллық ноқатларды байланыстыратұғын түүры менен бағытлас) "1 күши менен "2 күши бир түүрының бағытында болады (5-сүретте M_1 менен M_2 еки материаллық ноқатларды билдиреди).

§ 8. Физикалық шамалардың өлшемлери

Барлық физикалық шамалар анық өлшемлерде өлшенеди. Қандай да бир шаманы өлшеу дегенимиз сол өлшемди бирлик ретинде қабыл етилген өлшем менен салыстырыу болып табылады.

Принципинде хәр бир физикалық шама ушын ықтыярлы түрде қандай да бир бирликти қабыл етиу мүмкин. Бирақ хәр қыйлы физикалық шамалар арасындағы қатнастарды пайдаланыу арқалы тийкарғы деп қабыл етилген базы бир шамалар ушын тек шекли сандағы ықтыярлы шамаларды сайлап алыу мүмкин. Ал басқа шамалар ушын усы *тийкарғы бирликлер* менен байланысқан бирликлерди дүзиуге болады. Бундай бирликлерди *тууынды бирликлер* деп атаймыз.

Физикада тийкарғы бирликлер ретинде ұзынлық, ўақыт хәм масса қабыл етилген.

Физикада ұзынлық бирлиги ретинде метрдің жүзден бирине тең сантиметр (см) хызмет етеди. Хәзирги ўақытлары метр криптон газиниң спектриндеги қызыл реңли сызықтың ұзынлығынан 1 650 763,73 есе үлкен болған шамаға тең.

Дәслеп метр 1792-жылы өлшенген Париж қаласы арқалы өтетұғын меридианның он миллионнан бир бөлеги сыпатында қабыл етилди хәм метрдің эталоны дүзилди. Метрди усындай етип "тәбийий" анықлау жүдә қыйын, сонлықтан кейинирек Париж қаласындағы 1000-лшемлер менен салмақлардың халықаралық бюросында сақланып турған платина-иридийден исленген метрдің прототипи болған базы бир эталон қолланыла баслады. Бирақ хәзирги ўақытлары усы усылдан да бас тартылды хәм жоқарыда гәп етилген "жақтылық" метриниң анықламасы ("криптон газиниң спектриндеги қызыл реңли сызықтың ұзынлығынан 1 650 763,73 есе үлкен болған шама") қолланылады.

Киши ұзынлықларды өлшеу ушын төмендегидей бирликлер қолланылады: микрон, $1 \text{ мкм} = 10^{-4} \text{ см}$ ~ миллимикрон, $1 \text{ ммкм} = 10^{-7} \text{ см}$ ~ ангстрем, $1 \text{ Å} = 10^{-8} \text{ см}$ ~ ферми, $1 \text{ ферми} = 10^{-13} \text{ см}$.

Астрономияда қашықтықтар жақтылық жылы менен өлшенеди (жақтылық нурының бір жылда өткен жолының ұзындығы). 1 жақтылық жылы $9,46 \cdot 10^{17}$ см. 3.25 жақтылық жылына, яғни $3,08 \cdot 10^{18}$ см ге тең қашықтық *парсек* деп аталады. Усындай қашықтықта Жердің орбитасы 1" мүйеш пенен көринеди.

Физикада ўақыт секундларда өлшенеди. Хәзирги ўақытлары секунд (*сек*) анық тропикалық жылдың (1900-жыл) анық бир бөлеги сыпатында анықланады. Тропикалық жыл деп Қуяштың бәхәрги күн теңлесий арқалы избе-из еки өтийи арасындағы ўақытты айтамыз. 1900-жылдың алыныўы тропикалық жылдың ұзақтығының тұрақты емес екенлигине байланысly. Тропикалық жылдың ұзындығы ҳәр 100 жылда 0.5 сек қа ұзарады.

Дәслеп секунд Қуяш суткасының базы бир бөлеги сыпатында қабыл етилди ($1/86400$ бөлеги). Бирақ Жердің суткалық айланыўы тең өлшеўли емес ҳәм сутканың ұзындығы да өзгериссиз қалмайды. Сутканың ұзындығының салыстырмалы тербелиси 10^{-7} ге тең. Техниканың хәзирги ўақытларындағы қәдди ушын бул шама жүдә үлкен ҳәм сонлықтан секундты Жердің суткалық айланысының ұзындығына байланысly қабыл етийге болмайды. Тропикалық жылдың ұзындығындағы салыстырмалы тербелистин мәниси әдеўир киши, бирақ Жердің Қуяш дөгерегинде айланып шығыўының ұзындығына қарап та анықлаў қанаатландыралық нәтийже бермейди. Бул жағдайда да ўақыттың бирлигинин эталонын жеткилики дәрежеде дәл ала алмаймыз. Бундай қыйыншылықлар тек ғана Жердің Қуяш дөгерегинде айланыўына тийкарланып емес, ал атомларда орын алатуғын дәўирли процесслерге тийкарланғанда жоғалады. Бундай жағдайда "жақтылық" сантиметрдің ұзындықтың тәбийий бирлигине айланғанындай ўақыттың да тәбийий бирлигине ийе боламыз.

Жоқарыда еслетилип өтилгениндей физикада масса граммларда өлшенеди. Бир грамм Париж қаласындағы өлшемлер ҳәм салмақлар бюросындағы сақланып тұрған килограммның мыңнан бирине тең.

Ең дәслеп 1 килограмм масса 4°C температурадағы бир дециметр куб суйдың массасы сыпатында қабыл етилди (усындай температурада суй ең үлкен тығызлыққа ийе). Бирақ өлшемлердің дәллигинин өсийине байланысly метрдің ең дәслепки анықламасындай бул анықламаны да сақлап тұрыў мүмкин болмады: егер бул анықламаны сақлап тұрғанда тийкарғы эталонларды өзгертип барыў зәрүрлиги пайда болды. Хәзирги ўақытлары дистилляцияланған суйдың массасы 4°C да 1 г емес, ал 0.999972 г ға тең.

Бирақ килограммды қандай да бир килограммның эталоны сыпатында анықлаў да метрди "штрихланған" өлшемге салыстырып анықлағандай кемшиликке ийе. Килограммды килограммның эталонына қарап емес, ал қандай да бир атомның ядросының массасына (мысалы протонның массасына) салыстырып анықлағанда бир қанша тәбийийлеў болған болар еди.

Енди туўынды бирликлердің қалай дүзилетуғынлығын қарап шығамыз. Бирқанша мысаллар келтиремиз.

Тезликтин бирлиги сыпатында қандай да бир ықтыярлы тезлики алыўға болар еди (мысалы жақтылықтың вакуумдеги тезлиги ямаса Жердің Қуяш дөгерегинде айланыў тезлиги). Бирақ тезликтин бирлигин анықлағанда жолдың ўақытқа қатнасы екенлигин басшылыққа алыўға болады. Усындай жағдайда тезликтин бирлиги бир

секундта бир сантиметр жолды өтөтуугун тезликке тең болған болар еди. Бундай бирлик ушун $1 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$ белгилеуи қолланылады. $\frac{\text{см}}{\text{сек}}$ символы тийкарғы бирликлердеги (узынлық сантиметрде, ўақыт секундта) *тезликтин өлшеми* деп аталады. Тезликтин өлшеми былай жазылады:

$$[v] = \frac{\text{см}}{\text{сек}}.$$

Тезлениўде де мәселе усылай шешиледі. Тезлениўдин өлшеми сыпатында қәлеген тезлениўди қабыл етиўге болар еди (мысалы еркин түсиў тезлениўи). Бирақ тезлениўдин ўақыт бирлигиндеги тезликтин өзгериси екенлиги ҳаққындағы анықламаны да басшылыққа алыўға болады ҳәм бирлик ретинде бир секундта тезлик $1 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$ қа өзгеретуугун тезлениўдин шамасын бирлик ретинде қабыл етеди. Тезлениўдин бундай бирли ушун $1 \frac{\text{см}}{\text{сек}^2}$ белгилеуи қолланылады. $\frac{\text{см}}{\text{сек}^2}$ символы тезлениўдин өлшеми болады:

$$[\omega] = \frac{\text{см}}{\text{сек}^2}.$$

Енди күштиң өлшемин ҳәм оның бирлигин анықлаймыз. Бул ушун күштиң масса менен тезлениўдин көбеймеси екенлиги ҳаққындағы анықламадан пайдаланамыз. Қандай да бир F физикалық шаманың өлшеми ушун $[F]$ белгисин қолланып күш ушун мынадай аңлатпа аламыз:

$$[F] = [m][\omega] = \frac{\text{г*см}}{\text{сек}^2}.$$

Күштиң бирлиги ретинде $1 \frac{\text{г*см}}{\text{сек}^2}$ ды алыў мүмкин. Бундай күш *дина* деп аталады. 1 *дина* күш массасы 1 *г* болған денеге $1 \frac{\text{см}}{\text{сек}^2}$ ге тең тезлениў береді.

Солай етип ҳәр қыйлы шамалар арасындағы байланысларды пайдаланыў арқалы бирликлери ықтыярлы түрде сайлап алынатуугун тийкарғы деп қабыл етилетуугун көп емес сандағы шамалардың жәрдемінде барлық физикалық шамалардың өлшемлерин анықлаўға болады екен. Тийкарғы бирликлер болған ұзынлық ушун сантиметрди, масса ушун граммды, ўақыт ушун секундты өз ишине алатуугун система *бирликлердин физикалық системасы* ямаса СГС (CGS) системасы деп аталады.

Бул системадағы ықтыярлы түрде алынған үш тийкарғы бирликтин болыўы қандай да бир терең физикалық мәниске ийе деп ойламаў керек. Бул тек ұсы бирликлерде дүзилген системаның практикалық жақтан қолайлылығына байланысly. Принципинде ықтыярлы түрде алынған басқа да сандағы бирликлерге тийкарланған бирликлер системасын дүзиў мүмкин (бул мәселеге бизлер 22-параграфта қайтып келемиз).

Алгебралық шамалар менен қандай әмеллер жүргизилетуугун болса (яғный санлар үстинде қандай әмеллер жүргизилетуугун болса), өлшемлер менен де сондай математикалық әмеллерди жүргизиў мүмкин. Һәр қыйлы физикалық шамаларды өз ишине алатуугун қәлеген теңликтин еки тәрәпиниң де өлшемлериниң бардей болыўының кереклиги өз-өзинен түсиникли. Бул жағдайды формулаларды тексергенде пайдаланыў керек.

Физикалық көз-қараслар бойынша көплеген жағдайларда қандай да бир физикалық шаманың тек ғана басқа базы бир анық шамалардан ғәрезли болатуғынлығын көриўге болады. Көпшилик жағдайларда өлшемлери бойынша-ақ

изленип атырған байланыслардың характерин анықлау мүмкиншилиги туғылады. Төменде ұсыған байланыссы мысаллар менен танысамыз.

СГС бирліклер системасы менен қатар басқа да бирліклер системалары қолланылады. Бундай системаларда масса хәм ұзынлық ұшын $г$ хәм $см$ лерге қарағанда үлкенирек шамалар қолланылады. Халық аралық бирліклер системасы СИ (SI) мына бирліклерге тийкарланған: ұзынлық ұшын метр, масса ұшын килограмм хәм ўақыт ұшын секунд. Бундай системадағы күштинң өлшеми *ньютон* ($Н$) деп аталады:

$$1 Н = 1 \frac{кг \cdot м}{сек^2} = 10^5 дин.$$

Техникалық есаплауларда күш басқа бирліклерде – килограммларда ($кг$) өлшенеди. Бул массасы $1 кг$ болған денениң теңиз қаддинде 45° кеңликтеги Жерге қарай тартылыс күши болып табылады. Оның шамасы

$$1 кг = 9.8910^5 дин = 9.8 Н.$$

ға тең (дәлирегі $980\ 665 дин$).

§ 9. Бир текли майдандағы қозғалыс

Егер кеңисликтинң ҳәр бир ноқатында бөлекшеге анық күш тәсир ететуғын болса, онда бул күшлердинң жыйнағын *күш майданы* деп атаймыз.

Улыўма жағдайларда майдан күшлери кеңисликтинң бир ноқатынан екінши ноқатына өткенде де, ўақыттынң өтиўи менен де өзгериўи мүмкин.

Материаллық ноқаттынң ең әпиўайы болған бир текли хәм тұрақлы майдандағы қозғалысын қараймыз. Бундай майданның күшлери барлық ноқатларда да бирдей мәниске және бағытқа ийе болып ўақытқа байланыссы өзгермейди. Бундай майданға мысал ретинде Жердинң бетиндеги салмақ майданын көрсетиўге болады.

Материаллық ноқаттынң қозғалыс теңлемеси

$$m \frac{dv}{dt} = F$$

тен $F = \text{const}$ болғанда

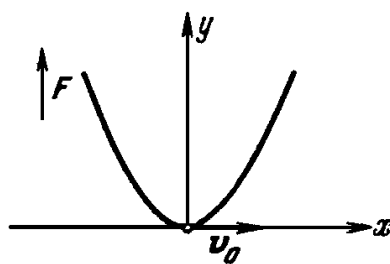
$$v = \frac{1}{m} Ft + v_0$$

екенлиги келип шығады. Бул аңлатпадағы v_0 материаллық ноқаттынң дәслепки тезлиги. Солай етип бир текли хәм тұрақлы майданда тезлик ўақыттынң сызықлы функциясы болып табылады екен.

v ұшын алынған аңлатпадан материаллық ноқаттынң күш векторы F пенен дәслепки тезлик векторы v_0 жататуғын тегисликте қозғалатуғынлығы келип шығады. Бул тегисликти x хәм y координаталары тегислиги сыпатында қабыл етемиз хәм y көшерин күш F тиң бағытында бағытлаймыз. Бөлекшениң v тезлигин анықлаўшы теңлеме тезликтинң проекциялары v_x хәм v_y еки теңлемеге айырылады:

$$v_y = \frac{F}{m} + v_{y0}, \quad v_x = v_{x0}.$$

Бул аңлатпадағы v_{x0} хәм v_{y0} тезликтинң проекцияларының басланғыш мәнислери.



6-сүрөт

Тезликтин проекцияларынын бөлөкшенин сәйкес координаталарынан ўақыт бойынша алынған тўйынды екенлигин еске алып кейинги теңлемелерди өзгертп көширип жазамыз:

$$\frac{dy}{dt} = \frac{F}{m}t + v_{y0}, \quad \frac{dx}{dt} = v_{x0}.$$

Буннан мынадай аңлатпаларды аламыз:

$$y = \frac{F}{2m}t^2 + v_{y0}t + y_0, \quad x = v_{x0}t + x_0.$$

Бул аңлатпада x_0 ҳәм y_0 арқалы материаллық бөлөкшенин координаталарынын дәслепки (басланғыш) мәнислери белгиленген. Усы аңлатпалардың жәрдеминде бөлөкшенин траекториясы анықланады. Егер ўақытты тезликтин проекциясы v_y нолге тең болған моменттен баслап есапласа (яғный $v_{y0} = 0$ болған моменттен басланса) бул аңлатпалар әпиўайыласады. Усы ўақыт моментиндеги бөлөкше тұрған ноқатқа координата басын орналастырамыз. Бундай жағдайда $x_0 = y_0 = 0$. Ең ақырында тезликтин ең басланғыш мәниси v_0 менен сәйкес келетуғын шаманы v_{x0} арқалы белгилеп төмендегини аламыз:

$$y = \frac{F}{2m}t^2, \quad x = v_0 t.$$

Бул аңлатпалардан t ны жоғалтсақ

$$y = \frac{F}{2mv_0^2}x^2$$

параболанын теңлемесин аламыз (6-сүрөт). Солай етип бир текли майданда бөлөкше парабола тәризли орбита бойынша қозғалады.

§ 10. Жұмыс ҳәм потенциал энергия

Материаллық ноқаттың базы бир \mathbf{F} күш майданындағы қозғалысын қараймыз. Егер \mathbf{F} күшинин тәсиринде материаллық ноқат шексиз киши $d\mathbf{s}$ жолын өтетуғын болса, онда

$$dA = F ds \cos \theta,$$

(θ арқалы \mathbf{F} ҳәм $d\mathbf{s}$ векторлары белгиленген) аңлатпасы \mathbf{F} күшинин $d\mathbf{s}$ жолындағы жұмысы деп аталады. Еки \mathbf{a} ҳәм \mathbf{b} векторынын абсолют шамаларынын олар арасындағы мүйештин косинусына көбеймеси бул векторлардың *скаляр көбеймеси* деп аталады ҳәм \mathbf{ab} түринде белгиленеди. Сонлықтан жұмысты күш векторынын бөлөкшенин орын аўыстырыўы векторына скаляр көбеймеси сыпатында анықлаймыз:

$$dA = \mathbf{F} \cdot d\mathbf{s}.$$

Бул аңлатпаны

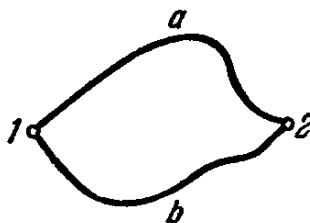
$$dA = \mathbf{F} \cdot d\mathbf{s}$$

түрінде жазыу мүмкін (бул аңлатпада F_s арқалы \mathbf{F} күшинің бөлекшениң аўысыуы ds бағытындағы проекциясы белгиленген).

Майдан күшлериниң шексиз киши жолды өткенде емес, ал бөлекшениң шекли жолында исленген жұмысын анықлау үшін бул шекли жолды шексиз киши ds жолларына бөлип хәм хәр бир ұсындай шексиз киши элементар жолды өткенде исленген жұмысты есаплап, кейин сол жоллардың барлығын бир бирине қосып шығыу керек. Бул қосынды барлық жол бойынша исленген жұмысты береді.

Жұмыстың анықламасынан жолға перпендикуляр бағытта тәсир ететұғын күштин жұмыс иследейтуғынлығы келип шығады. Мысалы, материаллық ноқат шеңбер бойынша тең өлшеули қозғалғанда күшлердин жұмысы нолге тең.

Турақлы күш майданы, яғнай ұақытқа ғәрезсиз күш майданы мынадай әхмийетли қәсийетке ийе: егер ұсындай майданда материаллық ноқат туйық жол бойынша қозғалатуғын болса, басқа сөз бенен айтқанда ноқат өзиниң дәслепки ийелеген орнына қайтып келетуғын болса, майдан күшлери тәрәпинен исленген жұмыс нолге тең болады.



7 - сүўрет

Бул қәсийеттен басқа да әхмийетли тастыйықлау келип шығады: майдан күшлериниң бөлекшени бир аўхалдан екнши аўхалға көширгендеги жұмысы ұсы көшириу әмелге асырылатуғын жолдың түрине ғәрезли емес, ал тек көшириудин дәслепки хәм ақырғы ноқатларының орны менен анықланады. Мысал келтирейик. 1 хәм 2 ноқатларын қарайық хәм оларды еки иймеклик пенен тутастырайық (7-сүўрет). Бөлекше 1 ноқатынан 2 ноқатына a иймеклиги менен алып келинеди, ал кейин 2 ноқатынан 1 ноқатына b иймеклиги менен көшириледі деп есаплайық. Усындай жағдайдағы майдан күшлери тәрәпинен ұлыўма жұмыс нолге тең. Жұмысты A хәрипи жәрдемінде белгилеп былайынша жазамыз:

$$A_{1a2} + A_{2b1} = 0.$$

Көшириудин бағыты өзгертилсе жұмыс сөзсиз белгисин өзгертеди хәм сонлықтан жазылған аңлатпадан

$$A_{1a2} = -A_{2b1} = A_{1b2}$$

екенлиги келип шығады. Яғнай жұмыстың мәниси дәслепки 1 хәм ақырғы 2 ноқатларын тутастыратуғын иймекликтин түрине байланысly емес екен.

Майдан күшлериниң жұмысының көшириудеги жолдың түрине байланысly емеслиги. Ал тек ғана жолдың дәслепки хәм ақырғы ноқатларының аўхалларына ғәрезлилиги жұмыстың терең физикалық мәниске ийе екенлигин билдиреди. Оның жәрдемінде күш майданының әхмийетли характеристикасын анықлауға болады. Усы мақсетте кеңисликтин базы бир ноқатын аламыз, оны O менен белгилеймиз хәм есаплаудың басы ретінде қабыл етемиз. Буннан кейин бөлекшени ұсы ноқаттан қандай да бир ықтыярлы P ноқатына майдан күшлери көширгендеги жұмысты есаплаймыз. Бул жұмысты $-U$ арқалы белгилеймиз. Бөлекше O ноқатынан P ноқатына көширилгенде исленген жұмыстың кери белгиси менен алынған U

шамасын бөлекшениң P ноқатындағы *потенциал энергиясы* деп атаймыз. Бул потенциал энергия P ноқатының координаталары x, y, z лердің функциясы болып табылады:

$$U = U(x, y, z).$$

Майдан күшлериниң бөлекше қандай да бир ықтыярлы 1 ноқатынан ықтыярлы 2 ноқатына көшкенде ислеген жұмысы A_{12} мынаған тең:

$$A_{12} = U_1 - U_2.$$

Бул аңталпадағы U_1 менен U_2 лер сол еки ноқаттағы потенциал энергиялар. Жұмыс жолдың дәслепки хәм ақырғы ноқатларындағы потенциал энергиялардың айырмасына тең.

Бир бирине шексиз жақын жайласқан P хәм P' ноқатларын аламыз. Бөлекшени P ноқатынан P' ноқатына көширгенде майдан күшлериниң ислеген жұмысы $-dU$ ға тең. Екинши тәрептен бул жұмыс " ds ке тең (ds арқалы P ноқатынан P' ноқатына жүргизилген вектор белгиленген). 2-параграфта ds векторының P' хәм P ноқатларының dr радиус-векторларының айырмасына тең екенлиги көрсетилген еди.

Солай етип биз

$$Fdr = -dU$$

теңлигине келемиз. Күш хәм потенциал энергияны байланыстыратуғын бул аңлатпа механиканың әхмийетли аңлатпаларының бири болып табылады.

$$Fdr = Fds = F_s ds$$

деп көширип жазып жоқарыдағы қатнасты былайынша жаза аламыз:

$$F_s = \frac{dU}{ds}.$$

Буннан күштиң базы бир бағытқа түсирилген проекциясының шексиз киши dU өзгерисин ұсы бағыттағы шексиз киши ds шамасына бөлгенге тең болатуғынлығы келип шығады. $\frac{dU}{ds}$ аңлатпасын U дан бағыт s бойынша алынған туынды деп атаймыз.

Бул қатнастардың мәнисин айқынластырыў ушын бир текли турақлы майдандағы потенциал энергияны анықлаймыз. Майдан күшлери F тиң бағытын z ке параллел деп қабыл етемиз. Онда $Fdr = Fdz$. Бул аңлатпаны потенциал энергияның өзгериси менен теңлестирип $-dU = Fdz$ аңлатпасын аламыз хәм буннан

$$U = -Fz + \text{const}$$

екенлиги келип шығады.

Биз потенциал энергияның ықтыярлы турақлыға шекемги дәлликте анықланатуғынлығын көремиз. Бул жағдай ұлыўмалық характерге ийе хәм жұмыс есепланатуғын майданның басланғыш ноқаты O ның ықтыярлы түрде қабыл етилгенлигине байланысly. Әдетте U ушын жазылған аңлатпадағы бул турақлыны нолге тең болатуғын етип алады. Бул жағдай бөлекше басқа бөлекшелерден шексиз үлкен аралықларға қашықласқанда потенциал энергия нолге тең болатуғынлығына келип шығады.

Күштиң проекцияларын потенциал энергия менен байланыстыратуғын формулалардан күштиң бағыты ҳаққында жуўмақлар шығарыў мүмкин. Егер базы бир бағытларда потенциал энергия өсетуғын болса ($\frac{dU}{ds} > 0$), онда күштиң проекциясы бул бағытта терис мәниске ийе болады, яғный күш потенциал энергия

кемейетуғын бағыт пенен бағытлас болады. Күш барлық ұақытта да потенциал энергия кемеіетуғын бағытқа қарай бағытланған болады.

Функция максимум ямаса минимумға ийе болатуғын ноқталарда туұынды нолге тең болғанлықтан күш те потенциал энергия максимумға ямаса минимумға жететуғын ноқатларда нолге тең болады.

§ 11. Энергияның сақланыұ нызамы

Турақлы майдан күшлери тәрeпинен бөлекшени бир ноқаттан екінши ноқатқа көшіргенде ісленген жұмыстың жолдың түрине ғәрeзсізлігi оғада әхміетли болған нызамға (қатнасқа) – энергияның сақланыұ нызамына алып келеди.

Бұл қатнасты алыұ ұшын бөлекшеге тәсір ететуғын күш " тиң былай жазылатуғынлығын еске түсіремиз:

$$F = m \frac{dv}{dt}.$$

Тезлениұдың қозғалыс бағытындағы проекциясы $\frac{dv}{dt}$ ға тең болғанлықтан күштиң ұсы бағыттағы проекциясы

$$F_s = m \frac{dv}{dt}$$

ға тең болады.

Енді ұсы күштиң шексіз киши $ds = v dt$ жолындағы жұмысын анықлаймыз.

$$dA = F_s ds = mv dv$$

ямаса

$$dA = d\left(\frac{mv^2}{2}\right).$$

Солай етип күш тәрeпинен ісленген жұмыс $\frac{mv^2}{2}$ шамасының өсимине тең екен. Бұл шама бөлекшениң *кинетикалық энергиясы* деп аталады.

Екінши тәрeптен жұмыс потенциал энергияның кемеііуінің есабынан ісленеди, яғный $dA = -dU$. Сонлықтан биз мынадай теңлікті жаза аламыз:

$$-dU = d\left(\frac{1}{2}mv^2\right),$$

яғный

$$d\left(U + \frac{1}{2}mv^2\right) = 0.$$

Бұл қосындыны E хәрипи менен белгилеп төмендегиге ийе боламыз:

$$E = \frac{mv^2}{2} + U = const.$$

Солай етип тек тезлікке байланысly болған кинетикалық энергия менен тек координаталарға байланысly болған потенциал энергияның қосындысы бөлекше қозғалғанда өзгермейди екен. Бұл қосынды бөлекшениң *толық энергиясы* ямаса тек *энергиясы* деп аталады. Ал алынған қатнас *энергияның сақланыұ нызамы* деп аталады.

Бөлекше қозғалатуғын күш майданы қандай да бир басқа денелер тәрeпинен пайда етиледі. Майданның турақлы болыұы ұшын сол басқа денелердің қозғалмай тұрыұы керек. Сонлықтан биз энергияның сақланыұ нызамын жүдә әпіұайы жағдай ұшын (тек бир бөлекше қозғалады, ал сол бөлекше тәсір

етисетуғын басқа денелер қозғалмай тұрады) алдық. Бірақ энергияның сақланыуы нызамын көплеген қозғалыушы бөлекшелер қатнасуатын ұлыұмалық жағдай ұшын да алыұға болады. Егер бул бөлекшелер туйық системаны пайда ететуғын болса да энергияның сақланыуы нызамы орынланады. Бул жағдайда да барлық материаллық ноқатлардың кинетикалық энергияларының өз алдына қосындысы менен олардың өз-ара тәсир етисиуіне сәйкес келетуғын потенциал энергияның қосындысы ұақыттың өтиуі менен өзгермей қалады, яғный

$$E = \frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} + U(r_1 + r_2 + \dots)$$

(m_i арқалы i -бөлекшениң массасы, v_i арқалы i -бөлекшениң тезлиги белгиленген, U болса бөлекшелердің радиус-векторлары r_i ден ғәрезли болған потенциал энергиясы) тұрақлы болып қалады.

Сыртқы майданда бир бөлекше жайласқан жағдайдағыдай U функциясы хәр бир бөлекшеге тәсир етиуіши күш пенен байланысқан. Атап айтқанда i -бөлекшеге тәсир етиуіши күш F_i ди есаплағанда басқа бөлекшелердің барлығы да қозғалмай қалады деп есаплап ұсы бөлекше шексиз киши dr_i аралығына жылысқанлдағы (аұысқандағы) потенциал энергия U дың өзгерисин қарап шығыу керек. Усындай аұысыұдағы бөлекше үстинен исленген жұмыс $F_i dr_i$ потенциал энергияның сәйкес кемейиуіне тең.

Энергияның сақланыуы нызамы қәлеген туйық система ұшын орынланады хәм импульстиң сақланыуы нызамы менен бир қатарда механиканың ең әхмийетли нызамларының бири болып табылады.

Кинетикалық энергия барлық ұақытта да оң мәниске ийе шама. Тәсирлесиуідің потенциал энергиясы оң мәнисти де, терис мәнисти де қабыл етиуі мүмкин. Егер еки бөлекшениң потенциал энергиясы ұсы бөлекшелер бир биринен шексиз үлкен аралықларға қашықласқанда нолге тең етип алынатуғын болса, онда потенциал энергияның белгиси ұсы бөлекшелердің тәсирлесиуінің (тартысыу ямаса ийтерисиу) характерине ғәрезли болады. Бөлекшеге тәсир етиуіши күш барлық ұақытта потенциал энергияның кемейиу бағытына қарай бағытланғанлықтан былайынша жуұмақлар шығарамыз: бир бирине тартылыушы бөлекшелердің бир бирине жақынласыуы потенциал энергияның кемейиуіне алып келеди хәм сонлықтан ол шама терис белгиге ийе болып шығады. Бир биринен ийтерилетуғын бөлекшелердің потенциал энергиясы оң мәниске ийе болады.

Энергия (жұмыс та) төмендегидей өлшемге ийе болады:

$$[E] = [m][v]^2 = \frac{\text{г*см}^2}{\text{сек}^2}.$$

Сонлықтан СГС бирликлер системасындағы энергияның өлшем бирлиги $1 \frac{\text{г*см}^2}{\text{сек}^2}$ болады хәм бул бирлик *эрг* деп аталады. *Эрг* дегенимиз 1 дин күштиң 1 см аралықты өткенде исленген жұмысы болып табылады.

СИ бирликлер системасында *джоуль* (*дж*) деп аталатуғын үлкенирек өлшем бирлиги қолланылады. Джоуль деп 1 н күштиң 1 м жолды өткендеги жұмысына айтамыз:

$$1 \text{ дж} = 1 \text{ н*м} = 10^7 \text{ эрг}.$$

Егер күштің бирлиги ретінде килограмм қолланылатуғын болса энергияның сәйкес бирлиги 1 кГ күштің 1 м жолдағы ислеген жұмысы килограмметр (кГм) болады. Джоуль менен килограмметр былай байланысқан: 1 кГм = 9.8 дж.

Энергия дереклери бир бирлик ўақыт ишинде ислеген жұмысы менен тәрийипленеди. Бұл жұмысты қуўатлылық деп атайды. Қуўатлылықтың бирлиги болып *ватт* (*вт*) хызмет етеди:

$$1 \text{ вт} = 1 \frac{\text{дж}}{\text{сек}}.$$

Қуўатлылығы 1 вт қа тең энергия дереги тәрепинен бир саат даўамында исленген жұмыс *ватт*саат* (*вт*саат*) деп аталады.

$$1 \text{ вт*саат} = 3.6910^3 \text{ дж}$$

екенлигине аңсат көз жеткерийге болады.

§ 12. Ишки энергия

5-параграфта құрамалы системаның қозғалысы үшін оның тутасы менен алғандағы тезлиги түсинигиниң киргизилетуғынлығы түсиндирилген еди. Бундай жағдайда усындай тезлик үшін системаның инерция орайының тезлиги алынады. Бұл системаның қозғалысының еки түрли қозғалыстан тұратуғынлығын билдиреди: системаның тутасы менен алғандағы қозғалысы хәм системаның инерция орайына салыстырғандағы системаны құраўшы бөлекшелердиң "ишки" қозғалысы. Усыған сәйкес системаның энергиясы E тутасы менен алынған система үшін кинетикалық энергия $MV^2/2$ (M системаның массасы, V оның инерция орайының тезлиги) менен системаның ишки энергиясы $E_{\text{ишки}}$ ның қосындысынан тұрады. Ишки энергия өз ишине бөлекшелердиң ишки қозғалысына сәйкес келиўши кинетикалық энергияны хәм олардың тәсирлесиўине сәйкес келиўши потенциал энергияны алады.

$$E = \frac{MV^2}{2} + E_{\text{ишки}}.$$

Бұл формуланың келип шығыўы өз-өзинен түсиникли, бирақ бир ұсы формуланы туўрыдан туўры келтирип шығарыўда да көрсетемиз.

Қозғалмайтуғын есаплаў системадағы қандай да бир бөлекшениң тезлигин (i -бөлекшениң тезлигин) v_i+V деп жаза аламыз (V системаның инерция орайының қозғалыс тезлиги, v_i бөлекшениң инерция орайына салыстырғандағы тезлиги). Бөлекшениң кинетикалық энергиясы мынаған тең:

$$\frac{m_i}{2} (v_i+V)^2 = \frac{m_i V^2}{2} + \frac{m_i v_i^2}{2} + m_i (\mathbf{V} \mathbf{v}_i).$$

Барлық бөлекшелер бойынша қосынды алғанда бұл аңлатпаның биринши ағзалары $MV^2/2$ ни береді (бұл жерде $M = m_1+m_2+. . .$). Екинши ағзалардың қосындысы системадағы ишки қозғалыслардың толық кинетикалық энергиясына сәйкес келеді. Ал үшінши ағзалардың қосындысы нолге тең болады. Қақыйқатында да

$$m_1 (\mathbf{V} \mathbf{v}_1) + m_2 (\mathbf{V} \mathbf{v}_2) + . . . = V (m_1 v_1 + m_2 v_2 + . . .).$$

Кейинги қаўсырма ишиндеги қосынды бөлекшелердиң системаның инерция орайына салыстырғанлағы анықлама бойынша нолге тең толық импульси болып

табылады. Ең ақырында кинетикалық энергияны бөлекшелердің тәсірлесіуінің потенциал энергиясы менен қосып ізлеп атырған формуламызды аламыз.

Энергияның сақланыуы нызамын қолланып құрамалы дененің стабиллигин (турақлылығын) қарап шыға аламыз. Бұл мәселе құрамалы дененің өзіннен өзі құрамалық бөлімлерге ажыралып кетіуінің шәртлерін анықлаудан ибарат. Мысал ретінде құрамалы дененің екі бөлекке ыдырауын көрейік. Бұл бөлекшелердің массаларын m_1 хәм m_2 арқалы белгилейік. Және дәслепки құрамалы дененің инерция орайы системасындағы сол бөлекшелердің тезліктері v_1 хәм v_2 болсын. Бұндай жағдайда ұсы есаплау системасындағы энергияның сақланыуы нызамы мына түрге ие болады:

$$E_{\text{ишки}} = \frac{m_1 v_1^2}{2} + E_{1\text{ишки}} + \frac{m_2 v_2^2}{2} + E_{2\text{ишки}}.$$

Бұл жерде $E_{\text{ишки}}$ дәслепки дененің ишки энергиясы, ал $E_{1\text{ишки}}$ хәм $E_{2\text{ишки}}$ дененің екі бөлегінің ишки энергиялары. Кинетикалық энергия барқұлла оң мәніске ие, сонлықтан жазылған аңлатпадан

$$E_{\text{ишки}} > E_{1\text{ишки}} + E_{2\text{ишки}}$$

екенлиги келип шығады. Бир дененің екі денеге ыдырауының шәрти ұсыннан ибарат. Егер дәслепки дененің ишки энергиясы оның құрамалық бөлімлерінің ишки энергияларының қосындысынан киши болса дене ыдырамайды.

§ 13. Қозғалыс шегаралары

Егер материаллық бөлекше тек ғана бир анық иймеклик бойынша қозғалатуғын болса, онда *бир өлшемлі* ямаса *бир еркинлик дәрежесіне* ие қозғалыс ҳаққында гәп етиледі. Бұл жағдайда бөлекшенің аўхалын (қай орында тұрғанлығын) беріу үшін тек бир координата жеткиликлі. Ұсындай координата сыпатында иймеклик бойлап есаплау басы ретінде қабыл етилген ноқатқа шекемги қашықтықты пайдаланыуға болады. Бұл координатаны x арқалы белгилейміз. Бир өлшемлі қозғалатуғын бөлекшенің потенциал энергиясы бир координатаның функциясы болады: $U=U(x)$.

Энергияның сақланыуы нызамы бойынша мынаған ие боламыз:

$$E = \frac{mv^2}{2} + U(x) = \text{const.}$$

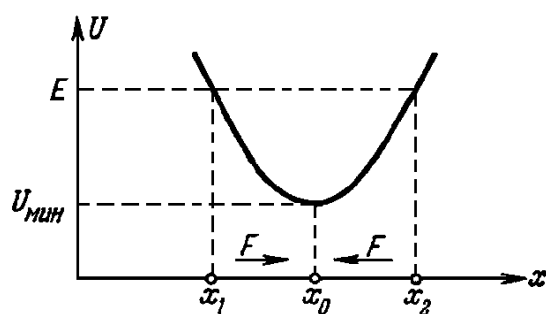
Кинетикалық энергия терис мәніске ие бола алмағанлықтан төмендегідей шәрттің орынланыуы керек:

$$U \leq E.$$

Бұл теңсізлик бөлекшенің қозғалысының барысында тек потенциал энергиясы толық энергиядан үлкен болмауының ноқатларда ғана жайласа алатуғынлығын көрсетеді. Егер биз ұсы энергияны теңлестирсек материаллық ноқаттың шегаралық аўхалларын анықлайтуғын

$$U(x) = E$$

теңлемесін аламыз.



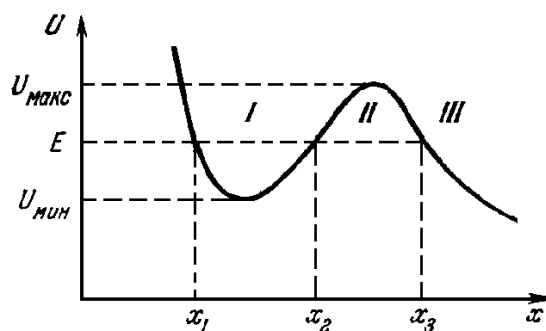
8-сүүрет

Бир неше характерли мысаллар келтиремиз. 8-сүүретте келтирилген x тын ғарезли болған функцияның түриндей түрге ийе болатуғын потенциал энергиядан баслаймыз. Бұндай күш майданындағы қозғалыстың шегараларын табыуымыз үшін x көшерине параллел етип $U = E$ туйғысын жүргиземиз. Бул туйғы потенциал энергияның иймеклиги болған $U=U(x)$ ты еки ноқатта кесип өтеди. Усы ноқатлардың абсциссалары x_1 хәм x_2 арқалы белгиленген. Қозғалыстың мүмкин болыуы үшін потенциал энергияның шамасы толық энергияның шамасынан үлкен болмауы керек. Бул энергиясы E болған бөлекшениң қозғалысының тек ғана x_1 хәм x_2 ноқатлары арасында болатуғынлығы аңлатады. Ал x_1 ноқатынан шеп тәрепке хәм x_2 ноқатынан оң тәрепке бөлекше өте алмайды.

Кеңисликтің шекли областында қалатуғын қозғалыс *финитлик* қозғалыс деп аталады. Егер бөлекше шексиз үлкен аралықларға қашықласа алатуғын болса бұндай бөлекшениң қозғалысын *инфинитлик* деп атайды.

Демек финитлик областының энергиядан ғарезли екенлиги өз-өзинен көринип тур. Биз қарап өткен мысалда бул область энергияның кемейиуі менен киширейеди хәм $E=U_{\min}$ да бир ноқатқа жайналады.

x_1 хәм x_2 ноқатларында потенциал энергия толық энергияға тең хәм сонлықтан бул ноқатларда кинетикалық энергия хәм оған сәйкес бөлекшениң тезлиги нолге тең. x_0 ноқатында потенциал энергия минимал мәнисине ийе, ал кинетикалық энергия менен бөлекшениң тезлиги болса максималлық мәнисине тең. Күш потенциал энергия менен $F = - \frac{dU}{dx}$ арқалы байланысқан болғанлықтан x_0 хәм x_1 ноқатлары арасында күш терис, ал x_0 хәм x_2 ноқатлары арасында оң мәниске ийе болады. Бул өз гезегинде күштиң x_0 хәм x_2 ноқатлары арасында x тың киширейиу бағытында бағытланғанлығын, яғнай шеп, ал x_0 хәм x_1 ноқатлары арасында оң тәрепке қарай бағытланғанлығын көрсетеди. Сонлықтан, егер бөлекше оңға қарай бағытланған күштиң тәсиринде x_1 ноқатынан қозғала басласа (бул ноқатта тезликтің нолге тең екенлигин еске түсиремиз) оның кем-кемнен тезлиги артады хәм x_0 ноқатында тезлик максималлық мәнисине жетеди. Енди шеп тәрепке қарай бағытланған күштиң тәсиринде x_0 ноқатынан x_2 ноқатына шекем қозғалыу барысында бөлекшениң тезлиги кемейеди хәм x_2 ноқатында нолге тең болады. Буннан кейин x_2 ноқатынан x_0 ноқатын қарай кери қозғалыс басланады. Усындай қозғалыслар ўақыттың өтиуі менен қайталанады. Басқа сөз бенен айтқанда бөлекшениң қозғалысы дәуирли қозғалыс болады, ал қозғалыу дәуири бөлекшениң x_1 ноқатынан x_2 ноқатына жетемен дегенше кеткен ўақыттан еки есе үлкен болады.

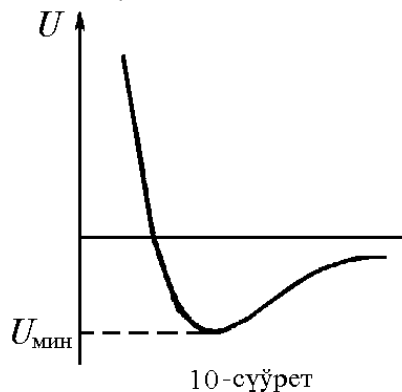


9-сүрөт

x_0 нокатында потенциал энергия минимумга жетеди жәм U дан x бойынша алынған тууынды нолге айланады. Сонлықтан бул нокатта күш нолге тең жәм усыған байланыслы x_0 нокаты бөлекшениң *тең салмақлық* нокаты болып табылады. Соның менен бирге бул нокат бөлекшениң *орнықты тең салмақлық* аўхалы болып табылады. Себеби бул аўхалдан шығарылса бөлекшени сол тең салмақлық ҳалына қайтарыўға бағытланған күш пайда болады. Бундай қәсийетке потенциал энергияның тек ғана минимум нокатлары ийе болады. Потенциал энергия максимумга тең нокатларда да күш нолге тең. Бирақ усындай нокаттан бөлекшени анаў ямаса мынаў бағытта қозғалтып жиберилгенде пайда болған күшлер еки жағдайда да усы нокатлардан қашықласыў бағытында тәсир етеди. Сонлықтан потенциал энергия максимумга ийе болатуғын орынлар *орнықсыз тең салмақлық* аўхаллары болып табылады.

Енди иймеклиги 9-сүрөтте көрсетилгендей қурамалы майдандағы бөлекшениң қозғалысын қараймыз. Бул иймеклик минимумга да, максимумга да ийе. Егер бөлекше E энергиясына ийе болатуғын болса ол еки областта қозғала алады: x_1 жәм x_2 нокатлары арасындағы I областы жәм x_3 нокатынан оңда жайласқан III областы (бул областларда потенциал энергия толық энергияға тең болады). Биринши областтағы қозғалыс биз жоқарыда қараған мысалдағыдай тербелис характерине ийе болады. III областтағы қозғалыс инфинитлик болып бөлекше x_3 нокатынан оң тәрепке қарай шексиз аралықларға қашықласа алады. Егер бөлекше x_3 нокатынан баслап қозғала басласа (бул нокатта бөлекшениң тезлиги нолге тең), онда бул орындағы оңға қарай бағытланған күштиң тәсиринде барлық ўақытта да тезлениў алады~ шексиз үлкен қашықлықта потенциал энергия нолге айланады, ал тезлиги $v_\infty = \sqrt{2mE}$ ге тең болады. Керисинше, егер бөлекше шексиз қашықласқан орыннан x_3 нокатына қарай қозғала басласа, оның тезлиги x_3 нокатында нолге айланатуғындай болып кем-кемнен кемейеди. Бул нокатта бөлекше қозғалыс бағытын өзгертип қайтадан шексизликке кетиўи керек. Бөлекше I областқа өте алмайды, себеби x_2 жәм x_3 нокатлары арасында жайласқан II қадаған етилген зонасы бөлекшени өткермейди. Усының менен бирге усы II область x_1 жәм x_2 нокатлары арасында жайласқан тербелиўши бөлекшени E энергиясы менен қозғалыс мүмкин болған III областқа да өткермейди. Бул қадаған етилген областты *потенциал тосқынлық (барьер)*, ал I областты *потенциал шуқыр* деп атаймыз. Биз қарап атырған жағдайда бөлекшениң энергиясының өсиўи менен тосынлықтың кеңлиги кемейеди жәм $E = U_{\text{макс}}$ болғанда толығы менен жоғалады. Усының менен бирге бөлекшениң тербелмели қозғалысы да жоғалады жәм қозғалыс инфинитлик қозғалысқа айланады.

Биз энергиясына байланысly бөлекшениң бирдей күш майданындағы қозғалысының финитлик болыўының да, инфинитлик болыўының да мүмкин екенлигин көрдик. Бул жағдайды потенциал энергиясының иймеклиги 10-сүүрете көрсетилген майдандағы қозғалыс мысалында да анық көрсетиў мүмкин. Бул жағдайдағы оң мәниске энергияға инфинитлик қозғалыс, ал терис мәнисли энергияларға ($U_{\min} < E < 0$) финитлик қозғалыс сәйкес келеди.



Улыўма алғанда шексизликте потенциал энергия нолге айланатуғын болса терис мәнисли энергия менен қозғалыс сөзсиз финитлик қозғалыс болады. Себеби шексизликте ноллик потенциал энергия толық энергиядан үлкен болады ҳәм сонлықтан бөлекше шексизликке шекем қашықласа алмайды.

§ 14. Серпимли соқлығысыўлар

Энергия менен импульстиң сақланыў нызамларын денелер соқлығысқандағы ҳәр қыйлы шамалар арасындағы байланысларды анықлаў ушын қолланыў мүмкин.

Физикада соқлығысыў деп айтқанда тек денелердиң бир бириўине тийисийин емес, ал денелер арасындағы өз-ара тәсир етисий кең мәнисте түсиниледи. Соқылғысатуғын денелер бир биринен шексиз үлкен қашықлықларда тұрғанда еркин денелер болып табылады. Бир бириниң тусынан өтип баратырғанда денелер бир бири менен тәсирлеседи ҳәм пүткиллей ҳәр қыйлы процесслердиң бақланыўы мүмкин: денелердиң биригиўи мүмкин, жаңа денелердиң пайда болыўы да мүмкин, соның менен бирге *серпимли соқлығысыўдың* да орын алыўы мүмкин. Серпимли соқлығысыўда денелер базы бир жақынласқаннан кейин өзлериниң ишки ҳалларын өзгертпей ажырасып кетеди. Денелердиң ишки ҳалларының өзгериўи менен өтетуғын соқлығысыўларды *серпимли емес соқлығысыўлар* деп атайды.

!деттеги жағдайлардағы соқлығысыўлар дерлик барлық ўақытта да серпимли емес соқлығысыўлар болып табылады (ең кеминде соқлығысыўдың нәтийжесинде дене қызады, яғный кинетикалық энергияның бир бөлеги жыллылыққа айланады). Усыған қарамастан физикада серпимли соқлығысыўлар ҳаққындағы түсиниклер айрықша әҳмийетке ийе. Себеби усындай соқлығысыўларды атомлық қубылыслар бойынша исленген экспериментлерде көплек көриўге болады. Бирақ усыған қарамастан әдеттегидей соқлығысыўларды да жеткиликли дәлликте серпимли деп қараўға болады.

Массалары m_1 ҳәм m_2 болған еки бөлекшениң серпимли соқлығысыўын қараймыз. Бөлекшелердиң соқлығысыўға шекемги ҳәм соқлығысыўдан кейинги

тезликлерин сәйкес v_1 , v_2 хәм v_1' , v_2' арқалы белгилеймиз. Бөлекшелерди бири (мейли ол массасы m_2 болған бөлекше болсын) соқлығысыўға шекем тынышлықта турды деп есаплансын (яғный $v_2=0$ болсын).

Серпимли соқлығысыўда бөлекшелердиң ишки энергиялары өзгермейтуғын болғанлықтан энергияның сақланыў нызамын қолланғанда буны есапқа алмаўға болады (ишки энергиялардың өзгерисин нолге тең деп есаплаймыз). Соқлығысыўға шекем хәм соқлығысыўдан кейин бөлекшелерди тәсир етиспейди деп есаплағанлықтан энергияның сақланыў нызамы кинетикалық энергияның сақланыў нызамына алып келинеди ($1/2$ ге тең ұлыўмалық көбейткишти жазбаймыз):

$$m_1 v_1^2 = m_1 v_1'^2 + m_2 v_2'^2.$$

Импульстиң сақланыў нызамы мынадай векторлық теңликтиң жәрдемінде бериледи:

$$m_1 \mathbf{v}_1 = m_1 \mathbf{v}_1' + m_2 \mathbf{v}_2'.$$

Дәслепп тыныш тұрған бөлекшениң массасы үлкен, ал ушын келиўши бөлекшениң массасы киши болған жағдай (яғный $m_2 \gg m_1$) жүдә әпиўайы.

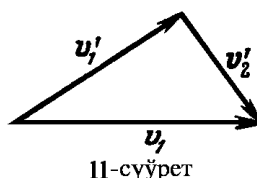
$$\mathbf{v}_2' = \frac{m_1}{m_2} (\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_1')$$

формуласынан $m_2 \gg m_1$ болғанда \mathbf{v}_2' тың жүдә киши болатуғынлығы келип шығады. $m_2 v_2'^2$ көбеймесиниң m_2 массасына кери пропорционал болғанлығынан усындай жуўмақты дәслепп тынышлықта тұрған бөлекшениң энергиясы ҳаққында да айтыўға болады. Буннан былайынша жуўмақ шығарамыз: ушып келиўши бөлекшениң энергиясы соқлығысыўдың салдарынан өзгермейди, яғный усы бөлекшениң тезлигиниң абсолют мәниси өзгериссиз қалады. Солай етип жеңил бөлекше аўыр бөлекше менен соқлығысқанда жеңил бөлекшениң тезлигиниң тек бағыты өзгереди, ал шамасы өзгериссиз қалады.

Егер бөлекшелердиң массалары өз-ара тең болса сақланыў нызамлары мынадай түрлерге ийе болады:

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_1 &= \mathbf{v}_1' + \mathbf{v}_2', \\ v_1^2 &= v_1'^2 + v_2'^2. \end{aligned}$$

Биринши жазылған аңлатпадан \mathbf{v}_1 , \mathbf{v}_1' хәм \mathbf{v}_2' векторларының үш мүйешликти пайда ететуғынлығы, ал екинши аңлатпадан сол үш мүйешликтиң гипотенузасы v_1 болған туўры мүйешли үш мүйешлик екенлиги келип шығады. Солай етип массалары бирдей болған бөлекшелер соқлығысқанда олар туўры мүйеш бойынша ҳәр тәрәпке қарай ушып кететуғынлығы келип шығады (11-сүўрет).



Еки бөлекшениң "маңлайдан" соқлығысыўын көремиз. Усындай соқлығысыўдың нәтийжесинде еки бөлекше де ушып келиўши бөлекшениң тезлиги бағытына сәйкес келиўши туўрының бағытында қозғалады. Бундай жағдайда биз импульстиң сақланыў нызамындағы тезликлер векторларын олардың сан шамалары менен алмастыра аламыз, яғный мыналарды жазамыз:

$$m_2 v_2' = m_1 (v_1 - v_1').$$

Бул аңлатпаға

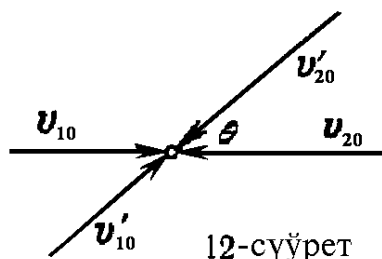
$$m_2 v_2'^2 = m_1 (v_1^2 - v_1'^2)$$

екенлигинен дерек беріуіші энергияның сақланыуы нызамын қоссақ v_1' пенен v_2' ларды v_1 арқалы аңлатыу мүмкіншилигине ийе боламыз. Екинши теңлемени биринши теңлемеге бөліп $v_2' = v_1 + v_1'$ екенлиги аламыз хәм соған сәйкес

$$v_1' = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} v_1, \quad v_2' = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} v_1.$$

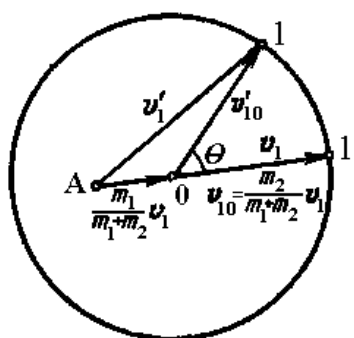
Ушып келиуіші бөлекше (биринши бөлекше) m_1 диң тыныш тұрған бөлекшениң массасы m_2 ден үлкен ямаса кишилигине байланыслы ушып келген бағытта қозғалыуын дауам етеди ямаса кейин қарай қайтады. Егер m_1 хәм m_2 массалары өз-ара тең болса, онда $v_1' = 0$, $v_2' = v_1$, яғнай еки бөлекше тезликлери менен алмасады. Егер $m_2 \gg m_1$ болса, онда $v_1' = -v_1$ хәм $v_2' = 0$.

Улыуа жағдайда соқлығысыуды соқлығысыушы бөлекшелердиң инерция орайы системасында қараған қолайлы. Бундай системада бөлекшелердиң импульсларының қосындысы соқлығысыудан бұрын да, соқлығысыудан кейин де нолге тең болады. Сонлықтан егер биринши бөлекшениң соқлығысқанға шекемги хәм соқлығысқаннан кейинги импульсларын p хәм p' арқалы белгилесек, екинши бөлекшениң соқлығысқанға шекемги хәм оннан кейинги импульслары $-p$ менен $-p'$ қа тең.



Буннан кейин бөлекшелердиң соқлығысқанға шекемги хәм соқлығысқаннан кейинги кинетикалық энергияларын теңлестиріу арқалы $p^2 = p'^2$ екенлигине ийе боламыз, яғнай бөлекшелердиң импульсларының шамаларының өзгериске ушырамайтуғынлығын көремиз. Демек биз қарап атырған жағдайда бөлекшелер соқлығысқанда тек ғана бөлекшелердиң импульсларының бағытлары ғана өзгереді екен. Импульслар менен бирге бөлекшелердиң тезликлери де өзгереді: тезликлер шамасы бойынша тұрақлы қалып, тек ғана бағытларын өзгертеди (бұл жағдай 12-сүүретте келтирилген, бұл сүүреттеги 0 индексleri инерция орайы системасына тийисли екенлигин көрсетеди).

Тезликлердиң бағытларының өзгеріу мүйешлерине келсек, бұл мүйешлердиң шамалары тек ғана энергия менен импульстиң сақланыу нызамлары бойынша анықланбайды, ал бөлекшелердиң бир бири менен тәсирлесіуінің айқын характери және соқлығысыу моментиндеги олардың бир бирине салыстырғандағы ийелеген орынларына байланыслы.



13-сүрөт

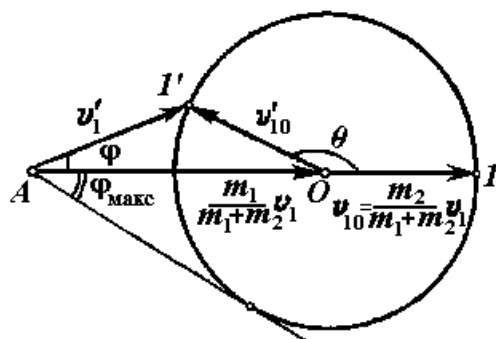
Дәслепки (ямаса лабораториялык) есаплау системасындағы тезликтердин өзгериуинин характерин аныклай ушун (бундай системада соклығысканға шекем бөлекшелердин бири тынышлыкта турды) төмендегидей графикалык усулды колланамыз: 13-сүрөтте көрсетилгендей тақлетте инерция орайы системасында биринши бөлекшенин тезлиги v_{10} ге тең етип О1 векторын жүргиземиз. Бул тезлик сол бөлекшенин есаплаудын лабораториялык системасындағы (бул системанын тезлиги еки бөлекшенин тезликтеринин де салыстырмалы тезлиги болып табылады) v_1 тезлиги менен $v_{10} = v_1 - V$ аркалы байланыскан. Бул жерде

$$V = \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} v_1$$

инерция орайынын тезлиги болып табылады. Алыу әмелин орынлау аркалы мынадай формула аламыз

$$v_{10} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} v_1.$$

Биринши бөлекшенин соклығысканнан кейинги тезлиги v_{10}' v_{10} тезлигин базы бир θ мүйешине буруу жолы менен алынады (яғный 13-сүрөтте келтирилген шеңбердин қәлеген О1' радиусы менен берилиуи мүмкин). Лабораториялык есаплау системасына өтиу ушун барлық тезликтерге инерция орайы тезлиги V ны қосыу керек. 13-сүрөтте ол А0 векторы жәрдемінде көрсетилген. Бундай жағдайда А1 векторы соклығысканға шекемги ушып келиуши бөлекшенин тезлиги v_1 менен сәйкес келеди, ал А1' векторы сол бөлекшенин соклығысканнан кейинги изленип атырылған тезлигин береді. Тап усындай сүрөттерди екинши бөлекшенин тезлиги ушун да салыу мүмкин.



14-сүрөт

13-сүрөтте $m_1 < m_2$ деп болжанған хәм сонлықтан А ноқаты шеңбердин ишинде жайласады. Усының менен бирге А1' векторы (яғный v_1' тезлиги) қәлеген бағытқа ийе болыуы мүмкин.

Егер $m_1 > m_2$ болғанда А нокаты шеңбердің сыртында жайласады (14-сұррет). Бундай жағдайда соқлығысқанға шекемги хәм оннан кейинги лабораториялық системадағы тезликлер арасындағы мүйеш - базы бир максималлық мәнистен үлкен бола алмайды (бул мәнис $A1'$ туўрысының шеңберге урыныўына сәйкес келеди). Бундай жағдайда $A1'O$ үш мүйешлигиниң $A1'$ тәрәпи $O1'$ тәрәпине перпендикуляр болады. Сонлықтан

$$\sin \phi_{\max} = O1'/AO = m_2/m_1.$$

Усылар менен бирге соқлығысқаннан кейин бөлекшениң тәзлигиниң 13-сұрреттеги (ямаса 14-сұрреттеги) 1 нокатында диаметрлик қарама-қарсы болған $1'$ нокатта орын алатуғын базы бир минималлық шамадан киши болмайтғынлығын да аңғарыўымыз керек. Бул маңдайлық соқлығысыўға сәйкес келеди хәм тезликтинң минималлық мәниси

$$v'_{1\min} = \frac{|m_1 - m_2|}{m_1 + m_2} v_1$$

шамасына тең болады.

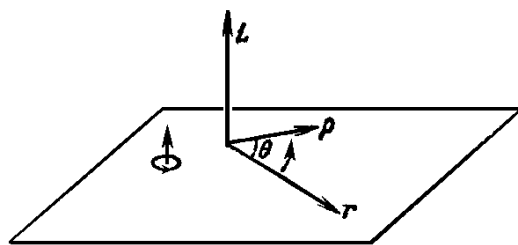
§ 15. Импульс моменти

Қәлеген туйық системада энергия менен импульстен басқа *импульс моменти* ямаса тек *момент* деп аталатуғын векторлық шама да сақланады. Бул шама айырым материаллық нокатлардың моментлериниң қосындысынан тұрады хәм төмендегидей жоллар менен анықланады:

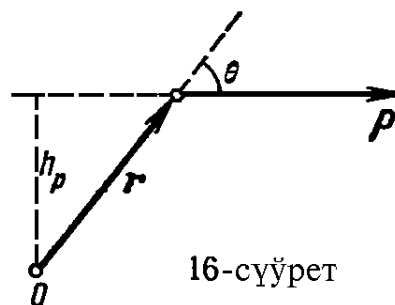
Мейли материаллық нокат \mathbf{p} импульсине ийе болсын хәм оның кеңисликтеги аўхалы базы бир есаплаў басы болған O нокатынан баслап түсирилген \mathbf{r} радиус-векторының жәрдемінде анықлансын. Бундай жағдайда бул материаллық нокаттың моменти \mathbf{L} шамасы бойынша

$$L = rp \sin \theta$$

ға тең, бағыты \mathbf{r} хәм \mathbf{p} векторлары жатқан тегисликке перпендикуляр вектор сыпатында анықланады (θ арқалы \mathbf{p} хәм \mathbf{r} векторлары арасындағы мүйеш белгиленген). Бул шәрт \mathbf{L} диң бағытын анықламайды, себеби "жоқары" ямаса "төменге" қарай бағытланған бағытлар анық емес болып қалады. Бул бағытты анықлаўдың мынадай қәдеси қабыл етилген: \mathbf{r} ден \mathbf{p} ға қарай буралатуғын винтти көз алдымызға келтирейик, сонда винттиң илгерилеў бағыты \mathbf{L} диң бағытына сәйкес келеди (15-сұррет).



15-сұррет



16-сұррет

\mathbf{L} шамасын басқа да көргизбелірек ұсыл менен сәўлелендириў мүмкин: $r \sin \theta$ көбеймесиниң O нокатынан бөлекшениң импульси бағытына түсирилген h_p перпендикуляры екенлигине аңсат көз жеткеріўге болады. Көп жағдайларда бул

аралықты O нүқатына салыстырғандағы импульстің *ийини* деп аталады. Бөлекшениң моменти ийиннің импульстің шамасына көбеймесіне тең:

$$L = \rho h_p.$$

L векторының жоқарыда келтирилген анықламасы векторлық алгебрадағы *векторлық көбейме* түсиниги менен сәйкес келеді: жоқарыда келтирилгендей анықлама бойынша дүзілген r хәм p векторларының көбеймеси болған L векторын r хәм p векторларының векторлық көбеймеси деп атап төмендегидей етип жазады:

$$L = [rp].$$

$p = mv$ болғанлықтан

$$L = m[rv].$$

Бұл формуланың жәрдемінде айырым бөлекшениң моменти анықланады. Бөлекшелер системасының моменти деп айырым бөлекшелердің моментлеринің қосындысынан тутатуғын

$$L = [r_1 p_1] + [r_2 p_2] +$$

қосындысына айтамыз. Қәлеген түйық система үшін ұсындай қосынды ұақыт бойынша тұрақлы болып қалады. *Моменттің сақлынаұ нызамының* мәніси ұсыннан ибарат.

Моментти анықлағанда ықтыярлы түрде сайлап алынған басланғыш нүқат O ның бар екенлигине итибар береміз. Усы O нүқаттан баслап бөлекшениң радиус-векторы алынатуғын еді. L векторының шамасы да, бағыты да ұсы нүқаттың сайлап алыныұына байланысly болса да, бундай анықсызлықтың моменттің сақланыұ нызамы үшін әхмийетке ийе емес екенлигин аңсат көриұге болады. Хәқыйқатында да. егер биз O нүқатын базы бир a шамасына (шамасы бойынша да, бағыты бойынша да) жылыстырып қойсақ, ұсы шамаға бөлекшелердің барлық радиус векторлары өзгереди хәм сонлықтан моментке

$$[ap_1] + [ap_2] + \dots = [a(p_1 + p_2 + \dots)] = [aP]$$

шамасы қосылады. Бұл жерде P арқалы системаның толық импульсы белгиленген. Бирақ түйық система үшін P тұрақлы шама. Солай етип биз координата басын сайлап алыұдың өзгерисинің түйық системаның толық моментинің өзгерийұине алып келмейтуғынлығын көреміз.

!детте бөлекшелер системасының моментин анықлағанда есаплаұ басы ретінде системаның инерция орайын алыұ қабыл етилген. Тап ұсындай сайлап алыұды биз буннан кейин нәзерде тутамыз.

Бөлекшениң импульс моментинен ұақыт бойынша алынған туұындыны анықлаймыз Көбеймени дифференциаллаұ қәдесинен мынаны аламыз:

$$\frac{dL}{dt} = \frac{d}{dt} [rp] = \left[\frac{dr}{dt} p \right] + \left[r \frac{dp}{dt} \right]$$

$\frac{dr}{dt}$ бөлекшениң тезлиги v болып табылады, ал $p = mv$. Олай болса биринши ағза $m[vv]$ ға тең (себеби вектордың өзине векторлық көбеймеси нолге тең). Туұындының екінши ағзасы болған $\frac{dp}{dt}$ да биз күш "ти көреміз. Солай етип

$$\frac{dL}{dt} = [rF].$$

$[rF]$ векторлық көбеймесин берилген O нүқатына салыстырғандағы *күш моменти* деп атаймыз. Оны K хәрипи менен белгилейміз:

$$K = [rF].$$

Жоқарыда импульс моменти хаққында айтқанымыздай бұл жағдайда да мынаған кеўил бөлемиз: күш моментиниң шамасы күш "тиң" ийинге" көбеймесине тең (0 ноқатынан күштиң бағытына түсірилген перпендикулярдың ұзынлығы):

$$K = Fh_F.$$

Солай етип материаллық ноқаттың импульс моментиниң өзгеріуі тезлиги усы бөлекшеге тәсир ететуғын күштиң моментине тең екен:

$$\frac{dL}{dt} = K.$$

Тұйық системаның импульсиниң толық моменти сақланады, бұл системаға кириуши бөлекшелердиң моментлериниң қосындысынан ўақыт бойынша алынған тұйындының нолге тең болатуғынлығын көрсетеди:

$$\frac{d}{dt}(L_1 + L_2 + \dots) = \frac{dL_1}{dt} + \frac{dL_2}{dt} + \dots = 0.$$

Буннан

$$K_1 + K_2 + \dots = 0$$

екенлиги келип шығады.

Биз бұл жерде тұйық системадағы бөлекшелерге тәсир ететуғын күшлердиң қосындысы (7-параграф) ғана емес, ал күшлердиң моментлериниң қосындысының да нолге тең екенлигин көреміз. Усы тастыйықлаўлардың бириншиси импульстың сақланыў нызамына, ал екіншиси импульс моментиниң сақланыў нызамына тийисли.

Тұйық системаның усындай қәсийетлери менен кеңисликтің өзиниң тийкарғы қәсийетлери арасында терең байланыс бар.

Кеңислик *бир текли*. Бұл тұйық системаның қәсийетиниң кеңисликтің қай жеринде тұрғанлығына байланыссыз екенлиги билдиреди. Кеңисликте бөлекшелер системасы шексиз киши аралыққа жылыссын хәм усының менен бирге системадағы бөлекшелердиң барлығы да бирдей бағытта бирдей аралыққа жылыссын. Усы жылысыў векторын $d\mathbf{R}$ арқалы белгилейик. Усындай жағдайда i -бөлекше үстинен $\mathbf{F}_i d\mathbf{R}$ жұмысы исленеди. Барлық жұмыслардың қосындысы системаның потенциал энергиясының өзгерисине тең болыўы керек. Бирақ системаның кеңисликтің қай жеринде тұрғанлығынан ғәрезсизлигине байланыссыз потенциал энергияның бұл өзгериси нолге тең болыўы керек. Солай етип

$$\mathbf{F}_1 d\mathbf{R} + \mathbf{F}_2 d\mathbf{R} + \dots = (\mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 + \dots) d\mathbf{R} = 0.$$

Бұл теңлик $d\mathbf{R}$ векторының қәлеген бағытында орынланатуғын болғанлықтан күшлердиң қосындысы $\mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 + \dots$ ның нолге тең екенлиги келип шығады.

Солай етип биз импульстың сақланыў нызамының кеңисликтің бир теклигине байланыссыз екенлигин көрдик.

Тап сондай байланыс импульс моментиниң сақланыў нызамы хәм кеңисликтің және де бир қәсийети болған изотроптылығы (яғный кеңисликтеги барлық бағытлардың эквивалентлиги) арасында орын алады. Усындай изотроптылықтың бар болыўының салдарынан тұйық системаның қәсийетлери усы системаны тутасы менен бұрғанда өзгермейди. Сонлықтан усындай бұрыўларда исленген жұмыс нолге тең болыўы керек. Соның менен бирге усындай шәрттен тұйық системадағы күшлердиң моментлериниң қосындысының нолге тең екенлиги келип шығады (усы мәселеге биз 28-параграфта қайтып келеміз).

§ 16. Орайлық майдандағы қозғалыс

Моменттің сақланыу нызамы түйік система үшін орынланып, ұсы системаның құрамына кириуши айырым бөлекшелер үшін орынланбайды. Бирақ ұсы нызамның күш майданында қозғалыушы бир бөлекше үшін да орынланатуғын жағдай бар. Бул үшін майданның орайлық майдан болыуы керек.

Орайлық майдан деп потенциал энергиясы тек ғана майданның орайы деп аталатуғын ноқатқа шекемги r аралығынан ғәрезли болған функция болып табылатуғын майданға айтамыз: $U=U(r)$. Усындай майданда бөлекшеге тәсир ететуғын күш те r қашықтығына ғәрезли болып, кеңисликтің ҳәр бир ноқатында ұсы ноқатқа майданның орайынан жүргизилген радиус бағытында болады.

Усындай майданда қозғалыушы бөлекше түйік системаны пайда етпесе де бул бөлекше үшін егер момент майданның орайына қарата анықланған болса импульс моментинің сақланыу нызамы орынланады. Хәқыйқатында да, бөлекшеге тәсир ететуғын күштиң бағыты майданның орайы арқалы өтетуғын болғанлықтан ұсы ноқатқа салыстырғандағы күштиң ийини нолге тең хәм сонлықтан күш моменти де нолге тең. Буннан $\frac{dL}{dt} = 0$ теңлемесине сәйкес $L = \text{const}$ екенлиги келип шығады.

Момент $L = m[rv]$ радиус-вектор r ге перпендикуляр болғанлықтан L диң бағытының турақтылығынан бөлекше қозғалғанда оның радиус-векторының барлық ўақытта да L диң бағытына перпендикуляр болған тегисликте қалыуының кереклиги келип шығады. Солай етип орайлық майданда бөлекшелер тегис орбиталар бойынша қозғалады. Бул орбиталар майданның орайы арқалы өтетуғын тегисликлерде жатады.

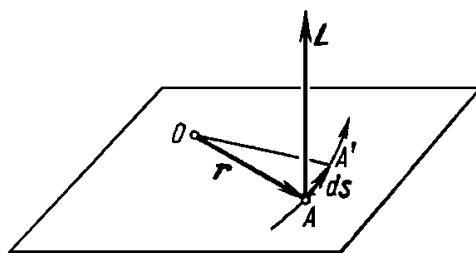
Усындай "тегис" қозғалыста импульс моментинің сақланыу нызамына көргизбели түр бериу мүмкин. Бул үшін L ди былайынша жазамыз:

$$L = m[rv] = \left[r \frac{ds}{dt} \right] = m \frac{[rds]}{dt}.$$

Бул жерде ds материаллық ноқаттың dt ўақыты ишиндеги орын алмастыруы. Еки вектордың векторлық көбеймеси геометриялық жақтан ұсы векторлар тәрепинен дүзилген параллелограммның майданына тең. Ал ds хәм r векторларында дүзилген параллелограммның майданы dt ўақыты ишинде қозғалыушы ноқаттың радиус векторы басып өткен шексиз киши OAA' секторының еки еселенген майданына тең (17-сүўрет). Бул майданды dS арқалы белгилеп моменттің шамасын былайынша жаза аламыз:

$$L = 2m \frac{dS}{dt}.$$

$\frac{dS}{dt}$ шамасы секторлық тезлик деп аталады.



17-сүўрет

Солай етип импульс моментинің сақланыу нызамын секторлық тезликтің турақтылығы түринде айтыу мүмкин екен: қозғалыушы ноқаттың радиус-векторы

бирдей ұақытлар ишінде бирдей майданды басып өтеди. Усы түрдеги бул тастыйықлаў *Кеплердің екінши нызамы* деп аталады.

Орайлық майдандағы қозғалыс қаққындағы мәселениң әхмийети соннан ибарат, бир бири менен тәсир етисетуғын материаллық ноқатлардың бир бирине салыстырғандағы қозғалысы қаққындағы мәселе (*еки дене мәселеси* деп аталыўшы мәселе) усы мәселеге алып келинеди.

Бундай қозғалысты еки бөлекшениң инерция орайы системасында қараймыз. Бундай системада бөлекшелердің импульсларының қосындысы ноге тең:

$$m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2 = 0.$$

Бул жерде \mathbf{v}_1 хәм \mathbf{v}_2 лер бөлекшелердің тезликлери. Бөлекшелердің салыстырмалы тезлигин киритемиз:

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2.$$

Бул теңдиклерден ҳәр бир бөлекшениң тезлигин олардың салыстырмалы тезлиги арқалы аңлататуғын мына формулаларды аңсат аламыз:

$$v_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} v, \quad v_2 = -\frac{m_1}{m_1 + m_2} v.$$

Бул формулаларды бөлекшениң толық энергиясы аңлатпаларына қоямыз:

$$E = \frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} + U(r).$$

Бул жерде $U(r)$ бөлекшелер арасындағы салыстырмалы қашықтықтың функциясы түрінде жазылған бөлекшелердің өз-ара потерциал энергиясы (яғный $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ векторының абсолют шамасынан). Ағзаларды әпиұайы келтириўден кейин $E = \frac{mv^2}{2} + U(r)$ аңлатпасын аламыз, бул жерде

$$m = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$$

бөлекшелердің келтирилген массасы деп аталады.

Биз бул жерде еки бөлекшениң бир бирине салыстырғандағы қозғалыс энергиясының массасы m болған бөлекшениң $\mathbf{v} = \frac{d\mathbf{r}}{dt}$ тезлиги менен потенциал энергиясы $U(r)$ болған орайлық майданда қозғалғанындағы бир бөлекшениң энергиясындай болатуғынлығын көремиз. Басқа сөз бенен айтқанда еки бөлекшениң қозғалысы қаққындағы мәселе сыртқы майдандағы бир "келтирилген" бөлекшениң қозғалысына алып келинеди.

Егер усы мәселе шешилген болса (яғный "келтирилген" бөлекшениң траекториясы $\mathbf{r} = \mathbf{r}(t)$ анықланған болса)

$$r_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} r, \quad r_2 = -\frac{m_1}{m_1 + m_2} r.$$

формулалары жәрдемінде m_1 хәм m_2 бөлекшелериниң траекторияларын анықлаўға болады. Бул формулалар бөлекшелердің инерция орайына салыстырғандағы радиус-векторлары \mathbf{r}_1 менен \mathbf{r}_2 лерди анықлайды ($\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$, бул формулалар $m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2 = 0$ теңлемесинен келип шығады хәм жоқарыда тезликлер ушын келтирилген $v_1 = \frac{dr_1}{dt}$ хәм $v_2 = \frac{dr_2}{dt}$ формулаларына сәйкес). Бул жерде еки бөлекшениң де системаның инерция орайына салыстырғанда тек өлшемлери бойынша бир биринен айрылатуғын хәм бөлекшелердің массаларына кери пропорционал болған геометриялық ұқсас орбиталар бойынша қозғалатуғынлығын көринип түр:

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{m_2}{m_1}.$$

Қозғалыстың барысында бөлекшелер инерция орайы арқалы өтіуші бир туұрының еки ушында жайласады.

II Бап. МАЙДАН

§ 17. Электр тәсирлесіуі

Жоқарыдағы бапта биз күшке анықлама бердик хәм оны потенциал энергия менен байланыстырдық. Енди биз хәр қыйлы физикалық құбылыслардың тийкарында жататуғын базы бир тәсирлесіулерди айқын түрде таллауға өтемиз.

Тәбияттағы ең әхмийетли болған тәсирлесіулердің бири *электрлик тәсирлесіу* болып табылады. Мысалы атомлар менен молекулалардағы тәсирлесіу келип шығыуы бойынша тийкарынан электрлик тәсирлесіу болып табылады; сонлықтан бундай тәсирлесіу хәр қыйлы денелердің ишки құрылысын анықлайды.

Электр тәсирлесіуі күшлери бөлекшелердің айрықша физикалық характеристикасы болған *электр зарядының* бар екенлиги менен байланысly. Электр заряды жоқ денелер бир бири менен электрлик жақтан тәсирлеспейди.

Егер денелерди материаллық ноқатлар деп қарай алатуғын болсақ, онда олар арасындағы электрлик тәсирлесіу күши бул денелердің зарядларының көбеймесине туұры пропорционал хәм олар арасындағы қашықтықтың квадратына кери пропорционал. Бундай аұхал *Кулон нызамы* деп аталады. Электрлик тәсирлесіу күшин F хәрипи менен, денелердің зарядларын e_1 хәм e_2 хәриплери менен, ал олар арасындағы қашықтықты r хәрипи менен белгилесек Кулон нызамын былайынша жазамыз:

$$F = const * \frac{e_1 e_2}{r^2}.$$

F күши зарядларды тутастырыушы туұры бағытында бағытланған хәм тәжирийбелердің көрсетиуінше бар қанша жағдайларда зарядланған денелердің тартысуына, бир қанша жағдайларда ийтерисіуіне сәйкес келеди. Усы себепли хәр қыйлы белгиге ийе зарядлар хәққында айтылады: бирдей белгиге ийе зарядлар менен зарядланған денелер бир биринен ийтериледи, ал хәр қыйлы зарядлар менен зарядланған денелер бир бирине тартысады. Усының менен бирге Кулон нызамындағы күштиң оң белгиси ийтерисіуіге, терис белгиси тартысуға сәйкес келеди. Қандай зарядларды оң белгиге ийе, ал қандай зарядларды терис белгиге ийе деп есаплаудың бир биринен парқы жоқ. Ал хәзирги ўақытлары физикадағы зарядларды сайлап алыу шәрти әййемги греклер тәрепинен қабыл етилген. Сөзсиз есапқа алыу керек болған нәрсе сол зарядлардың белгилериниң хәр қыйлылығы ямаса бирдейлиги болып табылады. Егер биз барлық оң белгиге ийе зарядларды терис белгиге ийе, ал терис белгиге ийе зарядлары бар бөлекшелерди оң зарядланған денелер деп есапласақ физика илими нызамларында хеш қандай өзгерис болмаған болар еди.

Биз электр зарядлары менен биринши рет ушырастық хәм усыған байланысly олардың өлшем бирликлери хәққында еле хеш нәрсе билмейтуғын болғанлықтан Кулон нызамындағы пропорционаллық коэффициентин бирге тең етип алыуымызға

болады: $F = \frac{e_1 e_2}{r^2}$. Усының менен бирге биз зарядтың анық бир бирлигин пайда етемиз: бул бир биринен бир сантиметр қашықтықта тұрған хәм ұсындай қашықтықта бир динаға тең күш пенен зарядтың бирлиги болады. Бул бирлик *зарядтың электростатикалық бирлиги* деп аталады. Кулон ызамаындағы пропорционаллық коэффициентти бирге тең алыўға тийкарланған бирликлер системасын электростатикалық система ямаса СГСЭ системасы деп аталады. Бундай системадағы зарядтың өлшеми:

$$[e] = ([F][r]^2)^{1/2} = \left(\frac{2 \cdot \text{см}}{\text{сек}^2} \text{см}^2 \right) = 2^{1/2} \text{см}^{3/2} \text{сек}^{-1}.$$

СИ системасында кулон деп аталыўшы зарядтың төмендегиге тең үлкен өлшеми пайдаланылады:

$$1 \text{ кулон} = 1 \text{ К} = 3 \cdot 10^9 \text{ зарядтың СГСЭ бирлиги}.$$

Электр тәсирлесийи ұшын жазылған аңлатпаға ийе бола отырып еки e_1 хәм e_2 зарядлары арасындағы электрлик тәсирлесийге сәйкес келетуғын потенциал энергияны табыўға болады. Егер усы еки заряд арасындағы қашықтық dr шамасына өзгеретуғын болса $dA = \frac{e_1 e_2}{r^2} dr$ жұмысы исленеди. Екинши тәрептен бул жұмыс U потенциал энергияның кемейийуиниң есабынан исленеди. Сонлықтан

$$-dU = \frac{e_1 e_2}{r^2} dr = -e_1 e_2 d\left(\frac{1}{r}\right).$$

Буннан

$$U = \frac{e_1 e_2}{r}.$$

Дұрысын айтқанда бул жерде биз және бир тұрақлы қосылыўшыға ийе болыўымыз керек; бөлекшелерди бир биринен шексиз үлкен аралықларға қашықтастырғанда потенциал энергияны нолге тең болады деп есаппа бул тұрақлыны биз нолге тең етип алдық Солай етип еки зарядтың бир бири менен тәсир етисийуиниң потенциал энергиясы усы зарядлар арасындағы қашықтыққа кері пропорционал екен.

§ 18. Электр майданының кернеўлиги

Кулон ызамаына зарядлардың көбеймеси киретуғын болғанлықтан қандай да бир e зарядына басқа e_1 заряды тәрепинен тәсир ететуғын күшти былайынша жазыў мүмкин:

$$F = eE.$$

Бул жерде E арқалы e зарядының шамасынан ғәрезсиз, ал тек e_1 заряды менен e хәм e_1 зарядлары арасындағы қашықтықтан ғәрезли болған вектор. Бул векторды *электр майданының кернеўлиги* ямаса e_1 майданы тәрепинен пайда етилген электр майданы деп атаймыз. Шамасы жағынан ол мынаған тең

$$E = \frac{e_1}{r^2}$$

хәм e_1 менен e зарядлары арасын тутастырыўшы туўры бойлап бағытланған. e зарядына e_1 зарядына тәсир етийуши күш e заряды тұрған орындағы e_1 заряды пайда еткен электр майданының кернеўлиги менен e зарядының көбеймесине тең деп айтыўға болады.

Солай етип биз электрлик тәсирлесийди тәрийиплеўдиң басқа ұсылына келемиз. 1-бөлекше 2-бөлекшени тартады ямаса ийтереди деп айтыўдың орнына

биз биринши бөлекше e_1 электр зарядына ийе бола отырып қоршаған әтирапында айрықша күш майданы болған электр майданын пайда етеди; екінші бөлекше болса 1-бөлекше менен тәсир етиспейди, ал оған тек 1-бөлекше тәрепинен пайда етилген электр майданы тәсир етеди деп айтамыз.

Усындай етип еки түрлі ұсыл менен тәрийиплеудің тек ғана формал айырмаға ийедей болып көриниуі мүмкін. Ғақықатында бұл ондай емес хәм электр майданы түсиниги формал характерге ийе емес. Ғақыт бойынша өзгермели болған электр (хәм магнит) майданларын үйрениу ұсы майданлардың электр зарядлары болмаса да бар бола алатуғынлығын көрсетеди. Сонлықтан тәбияттағы бөлекшелердің ғақықый екенлигиндей майдан да физикалық ғақықатлық болып табылады. Бирақ бұл мәселелер ұсы жерде баянланатуғын бөлекшелердің тәсирлесиуі ғақындағы тийкарғы мағлыұмалар шеклеринен сыртта жайласқан.

Көп сандағы электр зарядлары тәрепинен пайда етилген электр майданы электрлик тәсирлесидің төмендегидей фундаменталлық қәсийетиеге ийе: еки заряд арасындағы тәсирлесиу үшінші зарядтың қатнасыуынан ғәрезли емес. Буннан әхмийетли жуұмақ шығарамыз: егер көп сандағы зарядланған денелер бар болатуғын болса, онда олар тәрепинен пайда етилген электр майданы хәр биз заряд тәрепинен пайда етилген электр майданларының векторлық қосындысына тең. Басқа сөз бенен айтқанда хәр қыйлы зарядлар тәрепинен пайда етилген электр майданы сол зарядлар тәрепинен пайда етилген электр майданларының қосындысына тең екен. Электр майданының бұл әхмийетли қәсийети *суперпозиция* қәсийети деп аталады.

Электр майданының суперпозиция қәсийетин электр тәсирлесиуі фактинен тиккелей келип шығатуғын нәтийже деп қарауға болмайды. Ғақықатында электр майданының бұл терең қәсийети тәбияттың нызамы болып табылады. Бұл қәсийеттің болыуы тек ғана электр майданына тийисли болып қоймайтуғынлығын хәм физикада жүдә әхмийетли орын ийелейтуғынлығын аңғарыуымыз керек.

Суперпозиция қәсийетин қурамалы денениң ұсы денеден алыс қашықлықлардағы электр майданын табыуға қолланамыз. Егер денени қурайтуғын бөлекшелердің зарядлары e_1, e_2, \dots болса, онда r қашықлығында пайда болатуғын майданлар былай жазылады:

$$E_1 = \frac{e_1}{r^2}, E_2 = \frac{e_2}{r^2}, \dots$$

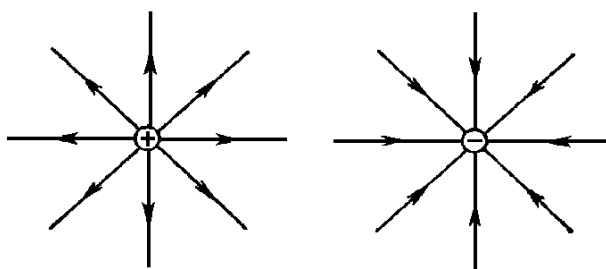
Денеден үлкен қашықлықларда барлық қашықлықларды бирдей деп, ал ұсы айырым бөлекшелерден берилген ноқатқа қараған бағытларды да бирдей деп қарауға болады. Сонлықтан суперпозиция қәсийетин E қосынды майданды табыу ұшын пайдаланып E_1, E_2, \dots майданларын алгебралық қосамыз:

$$E = \frac{e_1 + e_2 + \dots}{r^2}.$$

Биз қурамалы денениң зарядының заряды

$$e = e_1 + e_2 + \dots$$

болған денениң зарядынан айырмасының жоқ екенлигин көремиз. Басқа сөз бенен айтқанда қурамалы денениң заряды ұсы денени қурайтуғын бөлекшелердің зарядларының қосындысына тең хәм бұл зарядлардың өз-ара жайласыуларына хәм қозғалысына байланысly емес екен. Бұл тастыйықлау *зарядтың сақланыу нызамы* деп аталады.

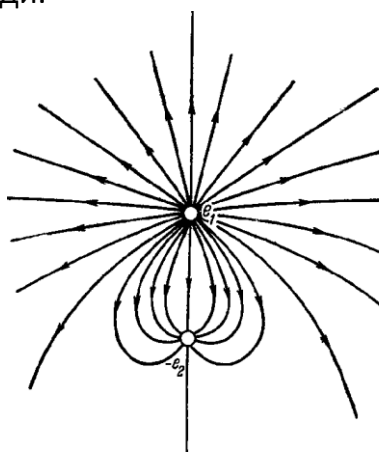


1-сүрөт

Улыўма жағдайда электр майданы ноқаттан ноқатқа өткенде шамасы жағынан да, бағыты бойынша да өзгерип қурамалы характерге ийе болыўы мүмкин. Майданды графикалық түрде сүўретлеў ушын *электр күш сызықларынан* пайдаланыў мүмкин. Бул кеңисликтің ҳәр бир ноқатында бар болған, усы ноқатқа тәсир етиўши электр майданының бағытына ийе сызық болып табылады.

Егер майдан бир заряд тәрепинен пайда етилетуғын болса, онда күш сызықлары зарядтың белгисине байланысly усы зарядтан басланатуғын ямаса усы зарядқа келип киретуғын туўры сызықлар болып табылады (1-сүўрет).

Күш сызықларының анықламасынан кеңисликтің ҳәр бир ноқатынан (бул ноқатта зарядтың болмаўы керек) усы ноқатта электр майданының тәсир етиў бағытында тек ғана бир күш сызығы өтетуғынлығы өз-өзинен түсиникли. Басқа сөз бенен айтқанда кеңисликтің электр зарядлары жоқ ноқатларында күш сызықлары бир бири менен кесилиспейди.



2-сүўрет

Турақлы майдандағы электр күш сызықларының туйық болыўы мүмкин емес. Хақыйқатында да күш сызығын бойлап зарядты көширгенде күш жол бағдарында болғанлықтан майдан күшлери тәрепинен оң мәнисли жұмыс исленеди. Сонлықтан егер туйық күш сызықлары болғанда усындай сызықларды бойлап зарядты көширип дәслепки аўхалға алып келингенде исленген жұмыс нолге тең болмаған болар еди. Бул энергияның сақланыў нызамына қайшы келеди.

Солай етип күш сызықларының қандай да бир орында басланыўы ямаса үзилиўи яки шексизликке кетиўи керек. Күш сызықларының басланыў ямаса үзилиў ноқатлары майданды пайда етиўши электр зарядлары болып табылады. Ал шексизликке келетуғын болсақ, майдан күш сызықларының еки ушының да шексизликке кетиўи мүмкин емес. Егер усындай болмағанда зарядты күш сызығы бойлап шексизликтен шексизликке шекем көширгенде майдан күшлери тәрепинен базы бир жұмыс исленген болар еди. Бундай жағдайдың орын алыўының мүмкиншилиги жоқ, себеби шексизликте потенциал энергияның мәниси нолге тең.

Сонлықтан күш сызығының бір ушы заряд болып табылады, ал екінші ушы яки шексизлікке кетеді, яки басқа бір зарядта орналасады. Усы жағдайда иллюстрациялау үшін 2-сұйретте белгилері қарама-қарсы болған екі $+e_1$ хәм $-e_2$ зарядларының майданы келтирилген. Сұйрет e_1 зарядының e_2 ден үлкен болған жағдайына сәйкес келеді. Сонлықтан $+e_1$ зарядынан шыққан күш сызықтарының бір бөлегі $-e_2$ зарядында тамам болады, ал басқа бөлегі шексизлікке кетеді.

§ 19. Электростатикалық потенциал

Күш сыяқлы қандай да бір электр майданыда тұрған е зарядының потенциал энергиясы U да усы зарядтың шамасына туйра пропорционал, яғнай

$$U = e \cdot \phi.$$

Бул аңлатпаға кириуши хәм бир бирлик зарядтың потенциал энергиясы болған - шамасы *электр майданының потенциалы* деп аталады.

Усы анықламаны электр майданының кернеулигиниң анықламысы ($\mathbf{F} = e\mathbf{E}$, бул жерде \mathbf{F} арқалы е зарядына тәсир ететуйын күш белгиленген) менен салыстырсақ хәм күш пенен потенциал энергия арасындағы қатнастың $F_s = -\frac{dU}{ds}$ екенлигин еске түсирсек, тап сондай аңлатпа бойынша майданның кернеулиги менен потенциалының байланысқанлығын көремиз:

$$E_s = -\frac{d\phi}{ds}.$$

Бир биринен r қашықлығында тұрған екі e_1 хәм e_2 зарядларының потенциал энергиясының

$$U = \frac{e_1 e_2}{r}$$

ге тең екенлигин билемиз. Сонлықтан e_1 заряды тәрепинен пайда етилген майданның усы зарядтан r қашықлығындағы потенциалы

$$\phi = \frac{e_1}{r}$$

болады. Зарядтан қашықласқанда потенциал қашықлықтың биринши дәрежесине кери пропорционал кемейеди.

Егер майдан бир емес, ал көп сандағы e_1, e_2, \dots зарядлары тәрепинен пайда етилетуғын болса, суперпозиция принципинен кеңисликтің қандай да бир ноқатындағы потенциалдың

$$\phi = \frac{e_1}{r_1} + \frac{e_2}{r_2} + \dots$$

формуласы менен анықланатуғынлығы келип шығады.

е зарядын кеңисликтің потенциалы ϕ_1 болған ноқатынан потенциалы ϕ_2 болған ноқатына көширгенде исленген жұмыс зырядтың басланғыш хәм ақырғы ноқатлардағы потенциаллардың айырмасына көбеймесине тең:

$$A_{12} = e(\phi_1 - \phi_2).$$

Кеңисликтің потенциаллары бирдей болған ноқатлары базы бир бетти пайда етеди. Усындай бетлер *эквипотенциал* бетлер деп аталады.

Зарядты эквипотенциал бет бойынша көширгенде майдан күшлери тәрепинен исленген жұмыс нолге тең. Жұмыстың нолге теңлиги күштиң орын алмастыруыға перпендикуляр екенлигин билдиреди. Сонлықтан кеңисликтің хәр бир ноқатындағы электр майданының кернеулиги эквипотенциал бетке перпендикуляр деп тастыйықлауға болады. Басқа сөз бенен айтқанда күш

сызықтары эквипотенциал бетлерге перпендикуляр. Мысалы ноқаттық заряд жағдайында күш сызықтары заряд арқалы өтетұғын туйықтар болады, ал эквипотенциал беттер болып орайы ұсы ноқаттық заряд болған концентрлик беттер хызмет етеди.

Электр потенциалы төмендегидей өлшемге ийе:

$$[-] = [U]/[e] = \text{г}^{1/2} \text{см}^{1/2} \text{сек}^{-1}.$$

$1 \text{ г}^{1/2} \text{см}^{1/2} \text{сек}^{-1}$ шамасы СГСЭ бирликлер системасындағы потенциалдың бирлиги болып табылады. СИ системасында вольт (в) деп аталатұғын $1 \text{ г}^{1/2} \text{см}^{1/2} \text{сек}^{-1}$ шамасынан 300 есе киши болған басқа бирлик қолланылады.

$$1 \text{ в} = \frac{1}{300} \text{ потенциалдың СГСЭ бирлиги.}$$

Егер шамасы 1 кулонға тең заряд потенциаллар айырмасы 1 в болған бир ноқаттан екінши ноқатқа көширилгенде майдан күшлери тәрeпинен исленген жұмыс $3910^9 \frac{1}{300} = 10^7 \text{ эрг}$, яғный бир джоулге тең жұмыс исленеди:

$$1 \text{ кВ} = 1 \text{ дж.}$$

§ 20. Гаусс теоремасы

Енди әхмийети жоқары болған электр майданының ағысы түсинигин киргиземиз. Бул түсиникке көргизбели түр бериў ұшын майдан тәрeпинен ийеленген кеңисликтің кеўлимизде ҳәр ноқатында тезлиги ұсы ноқаттағы электр майданының кернеўлигиниң шамасы менен тең келетұғын базы бир суйықлық пенен толтырылған деп қабыл етемиз. Зақыт бирлигиндеги қандай да бир бет арқалы ағып өтетұғын суйықлықтың көлеми ұсы бет арқалы ағып өтиўши электр майданының ағысын береди.

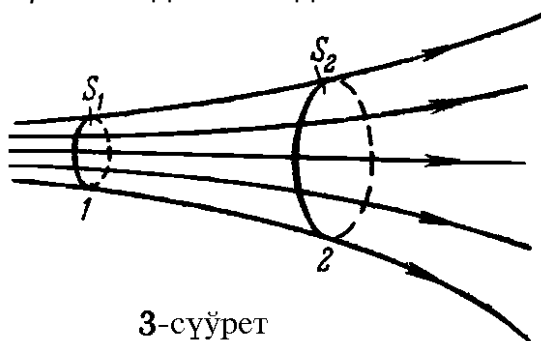
Ноқаттық е заряды тәрeпинен радиусы r болған сфералық бет арқалы ағып өтиўши электр майданының ағысын анықлаймыз (е заряды ұсы сфераның орайында жайласқан деп есаплаймыз). Кулон ызамы бойыша бул жағдайдағы майданның кернеўлиги $E = e/r^2$ қа тең. Сонлықтан кеўлимиздеги суйықлықтың да ағысы да e/r^2 қа тең болады, ал ағыс болса ұсы шаманы сфераның бети $4\pi r^2$ қа көбейткенге тең. Солай етип майданның ағысы мынаған тең:

$$E \cdot 4\pi r^2 = 4\pi e.$$

Бул жерде ағыстың сфераның радиусынан ғәрезсиз, ал тек заряд бойынша анықланатұғынлығын көремиз. Егер сфераны басқа бир туйық бет пенен алмастырғанда да электр майданының ағысының өзгермей қалатұғынлығын ҳәм $4\pi e$ ге тең болатұғынлығын көрсетиўге болады. Бул жағдай Кулон ызамында қашықлықтың квадратына кери пропорционаллықтың тұрғанлығының нәтийжеси болып табылады.

Енди бир емес, ал бир қанша зарядлар тәрeпинен пайда етилген электр майданының ағысын қараймыз. Бул ағысты электр майданының суперпозиция қәсийетин қолланыў арқалы табыўға болады. Ықтыярлы түрдеги туйық бет арқалы ағыс ұсы бет ишинде жайласқан айырым зарядлардан келетұғын ағыслардың қосындысына тең екенлиги өз-өзинен түсиникли. Ҳәр бир ағыс зарядты 4π ге көбейткенге тең болатұғын болғанлықтан туйық бет арқалы толық ағыс ұсы беттиң

ишінде жайласқан заряддардың алгебралық сұммасын 4π ге көбейткенге тең. Бұндай жағдай *Гаусс теоремасы* деп аталады.



3-сұйрет

Егер түйік беттің ишінде заряддар болмаса ямаса заряддардың қосындысы нолге тең болса, онда бұл бет арқалы өтіуші электр майданының ағысы нолге тең болады.

Күш сызықтарының киши дәстесін қарайық хәм ұсы дәстениң өзи күш сызықтарынан туратуғын бет пенен шекленген болсын (3-сұйрет). Усындай дәстени (бұндай дәстени күш найы деп те атаймыз) 1 менен 2 арқалы белгиленген еки эквипотенциал бетлери менен кесеміз және күш найының қаптал бети хәм сол эквипотенциал бетлер арқалы пайда етилген түйік бет арқалы ағысты анықлаймыз. Екинши тәрептен қаптал бетлер арқалы ағыс та нолге тең екенлиги айқын; сонлықтан 1 хәм 2 бетлери арқалы ағыслар өз-ара тең болыуы керек. Көргизбелилик ушын бизиң күш сызықларымыздың дәстесін сұйықлықтың ағысы менен салыстырамыз.

1 хәм 2 кесе-кесимлердеги майданның қернеулиликлерин E_1 хәм E_2 арқалы, ал сол кесе-кесимлердің майданларын сәйкес S_1 хәм S_2 арқалы белгилеймиз. Күш найын киши деп есаплағанлықтан кесе-кесимлер бойынша E_1 менен E_2 лер өзгермейди деп болжауға болады. Сонлықтан 1 хәм 2 бетлери арқалы ағыслардың теңлигин былайынша жазамыз:

$$S_1 E_1 = S_2 E_2$$

(майдан эквипотенциал бетлерге перпендикуляр болғанлықтан ағыс майдан қернеулилиги менен беттің майданының көбеймесине тең). Демек S_1 кесе-кесими арқалы өтетуғын күш сызықтарының саны N_1 диң шамасы S_2 кесе-кесими арқалы өтетуғын күш сызықтарының саны N_2 ге тең хәм сонлықтан мына аңлатпаны жаза аламыз:

$$\frac{N_1}{S_1 E_1} = \frac{N_2}{S_2 E_2}.$$

$n_1 = N_1/S_1$ менен $n_2 = N_2/S_2$ шамалары күш сызықтарына перпендикуляр болған 1 хәм 2 бетлерининиң бир бирлиги арқалы өтіуші күш сызықтарының саны. Солай етип күш сызықтарының тығызлығының ямаса жийилигиниң майданның қернеулилигине пропорционал екенлигин көремиз:

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{E_1}{E_2}.$$

Солай етип майданды күш сызықтары жәрдемінде графикалық сұйретлеу майданның бағытын да көрсетеди хәм оның шамасы хақында айтыуға мүмкиншилик береді. Күш сызықтары жийи орынларда электр майданының қернеулилиги үлкен, ал күш сызықтары сийрек орынларда электр майданы әззи.

§ 21. Эпиўайы жағдайлардағы электр майданлары

Бир қатар жағдайларда Гаусс теоремасы құрамалы зарядланған денелер тәрепинен пайда етилген майданды табыўға мүмкиншилик береді. Бундай жағдайларда ұсы құрамалы денелердегі зарядлар жеткиликли дәрежеде симметриялы болып жайласқан болыўы шәрт.

Биринши мысал ретинде биз симметриялы зарядланған шардың майданын анықлаймыз. Бундай шардың майданы оның радиустары бойынша бағытланған болып, тек шардың орайына шекемги қашықтықтан ғәрезли болады. Буннан шардың сыртындағы майданды аңсат есаплаўға болады. Орайы зарядланған шардың орайы менен бир ноқатта жайласқан радиусы r болған сфералық бет арқалы майданның ағысын анықлаймыз. Бұл ағыстың $4\pi r^2 E$ екенлиги өз-өзинен айқын. Екинши тәрептен Гаусс теоремасы бойынша ағыс $4\pi e$ ге тең (e арқалы шардың заряды белгиленген). Сонлықтан $4\pi r^2 E = 4\pi e$ хәм буннан

$$E = \frac{e}{r^2}.$$

Демек шардың сыртындағы майдан заряды шардың зарядына тең хәм ұсы шардың орайында жайласқан ноқатлық зарядтың майданындай болады екен. Усыған сәйкес ұсындай майданның потенциалы ноқатлық зарядтың потенциалындай болады:

$$V = \frac{e}{r}.$$

Шардың ишиндеги майдан ұсы шарда зарядлардың қалай жайласқанлығына байланыслы. Егер зарядлар шардың тек бетинде жайласқан болса шардың ишиндеги майдан нолге тең болады.

Егер заряд шардың ишинде ρ тығызлығы менен тең өлшеўли тарқалған болса (ρ дегенимиз шардың көлем бирлигиниң заряды болып табылады). Онда шардың ишиндеги майдан шардың ишинде жайласқан радиусы r болған шарға қолланылған Гаусс теориясы жәрдемінде анықланады:

$$E 4\pi r^2 = 4\pi e_r.$$

Бұл жерде e_r арқалы сфералық беттиң ишинде жайласқан заряд белгиленген. Бұл заряд зарядтың тығызлығы менен r радиусты сфераның көбеймесине тең, яғный $e_r = \frac{4\pi}{3} r^3 \rho$. Солай етип

$$E 4\pi r^2 = 4\pi \frac{4\pi}{3} r^3 \rho.$$

Буннан

$$E = \frac{4\pi}{3} r \rho.$$

Биз көлеми бойынша тең өлшемли зарядланған шардың ишиндеги майданның оның орайына шекемги аралықтан пропорционал, ал шардың сыртында болса қашықтықтың квадратына кері пропорционал екенлиги көрдик. 4-сұўретте ұсындай шардың майданының шардың орайына шекемги қашықтыққа ғәрезлилиги көрсетилген сұўретте а арқалы шардың радиусы белгиленген).

Екинши мысал ретинде тўры сызықты сымның майданын анықлаймыз. Бұл сым бойынша зарядлар тең өлшеўли тарқалған болсын. Сымның ұзынлығын жеткиликли дәрежеде ұзын деп есаплап оның ұшларының тәсирин есапқа алмаймыз, яғный сымды шексиз ұзын деп есаплаймыз.

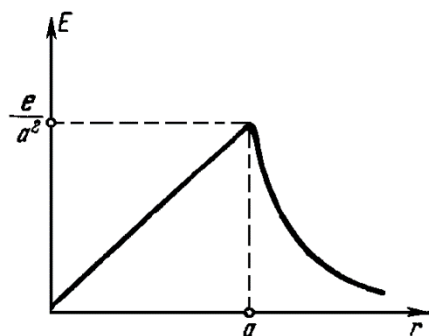
Симметрия көз-қарасы бойынша ұсындай сым тәрепинен пайда етилген майданның сымның ұзынлығы бағытында құраушыларға ийе болыуы мүмкін емес (себеби төмен ямаса жоқары қараған еки тәреп те бир бирине эквивалент). Сонлықтан майдан барлық ноқатларда да сымға перпендикуляр бағытланған болыуы керек. Усы жағдайлардан пайдаланып сымның майданын аңсат анықлаймыз. Бұның ұшын радиусы r хәм ұзынлығы l болған көшери ұсы сым болған цилиндрдің бети арқалы ағысты анықлаймыз (5-сүрөт). Майдан цилиндрдің көшерине перпендикуляр болғанлықтан цилиндрдің ұлтанлары арқалы ағыслар нолге тең. Сонлықтан толық ағысты анықлау цилиндрдің қаптал бетлери арқалы ағысты анықлауға алып келинеди. Бұл ағыстың $E 2\pi r l$ ге тең екенлиги айқын көринип тур. Екинши тәрептен Гаусс теоремасы бойынша бұл ағыс $4\pi e$ ге тең (e арқалы l ұзынлығындағы сымның заряды белгиленген). Егер q арқалы сымның ұзынлығының бир бирлигиндеги заряд белгиленген болса $e = ql$ екенлигин түсиниу аңсат. Солай етип

$$2\pi r l E = 4\pi e = 4\pi q l.$$

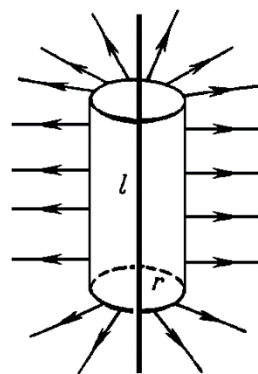
Буннан

$$E = \frac{2q}{r}.$$

Солай етип тең өлшеули зарядланған сымның майданының ұсы сымнан қашықтық r ге кери пропорционал екенлигин көремиз.



4-сүрөт



5-сүрөт

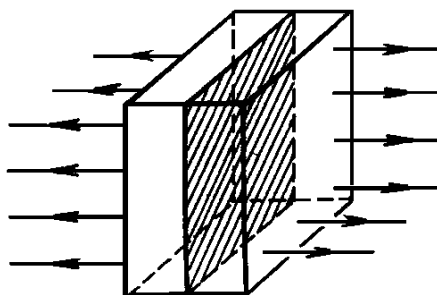
Енди бұл майданның потенциалын анықлаймыз. E ниң радиал бағыттағы проекциясы E_r ұсы E ниң мәниси менен бирдей. Кернеуилик пенен потенциал арасындағы ұлыұмалық қатнастан

$$\frac{d\phi}{dr} = E = \frac{2q}{r}.$$

Буннан

$$\phi = -2q \ln r + \text{const.}$$

Бұл жағдайда потенциалдың сымға шекемги қашықтықтан логарифмик ғәрезлиликке ийе болатуғынлығы көремиз. Бұл формуладағы константаны анықлау ұшын потенциалдың шексизликте нолге тең болыу шәртин қоллана алмаймыз. Себеби жазылған аңлатпа $r \rightarrow 0$ те шексизликке айланады. Бұл жағдай сымды шексиз ұзын деп алғанның нәтийжеси болып табылады хәм алынған формуладан сымның ұзынлығынан r киши болған жағдайларда ғана пайдаланыудың мүмкин екенлигин билдиреди.



6-сүрөт

Энди бир текли зарядланган шексиз тегисликтин майданын табамыз. Симметрия көз-карасынан бундай тегисликтин майданынын тегисликке перпендикуляр хэм усы тегисликтин еки тәрепинде де бирдей қашықлықларда бирдей мәниске ийе (бирақ бағытлары бир бирине қарсы) болатуғынлығы өз-өзинен түсиникли.

6-сүрөтте көрсетилгендей туйры мүйешли параллелопипедтин туйық бети арқалы майданның ағысын қараймыз. Параллелопипедтин еки қапталы зарядланган тегисликке параллал болсын. Тек усы қапталлары ғана ағыс нолге тең болмайды. Сонлықтан Гаусс теоремасы бойынша

$$2SE = 4\pi e = 4\pi Si.$$

Бул жерде S қапталдың майданы, i арқалы тегисликтин майдан бирлигине сәйкес келиуши заряд белгиленген (буны зарядтын бетлик тығызлығы деп атаймыз). Солай етип

$$E = 4\pi i.$$

Биз шексиз үлкен тегисликтин майданынын усы тегисликке шекемги қашықлықтан ғәрезли емес екенлиги көремиз. Басқа сөз бенен айтқанда зарядланган тегислик еки тәрепинде де бир текли майдан пайда етеди. Ал усындай тегисликтин потенциалы болса сол тегисликке шекемги қашықлық r дин сызықлы функциясы болады:

$$- = -2\pi ix + \text{const.}$$

§ 22. Гравитациялық майдан

Электрлик тәсир етисиу менен бир қатар тәбиятта *гравитациялық тәсирлесиу* үлкен әхмийетке ийе. Гравитациялық тәсирлесиу денелердин электрлик зарядларынан ямаса нейтраллығынан ғәрезсиз болып, бул тәсирлесиу бәрше денелерге тән хәм денелердин массалары бойынша анықланады. Гравитациялық тәсир етисиудин мәниси мынадан ибарат: барлық денелер бир бири менен тартысады, ал тәсир етисиу күши сол денелердин массаларынын көбеймесине туйра пропорционал.

Егер денелерди материаллық ноқатлар деп қарайтуғын болсақ гравитациялық тәсир етисиу күши усы ноқатлар арасындағы қашықлықтын квадратына кери пропорционал, ал олардың массаларынын көбеймесине туйра пропорционал болады. Денелердин массаларын m_1 хәм m_2 арқалы, ал олар арасындағы

қашықтықта r арқалы белгилесек, онда ұсы еки дене арасындағы гравитациялық күшти былай жазамыз:

$$F = -G \frac{m_1 m_2}{r^2}.$$

Бул жерде G тәсирлесіуші денелердің тәбиятына байланысly емес универсаллық пропорционаллық коэффициенті. Минус белгиси F күшинің тартысуы күши екенлигин билдиреди. Жазылған формула *Ньютонның тартылыс нызамын* аңлатады.

G шамасы *гравитациялық турақлы* деп аталады. Жоқарыда жазылған формула бойынша G шамасының массалары 1 г болған денелер бир биринен 1 см қашықтықта тұрғандағы гравитациялық тартысуы күши екенлиги көринип тұр. Гравитациялық турақлы төмендегидей өлшемге ийе:

$$[G] = \frac{[F][r]^2}{[m]^2} = \frac{(\text{г} \cdot \text{см} \cdot \text{сек}^{-2}) \text{см}^2}{\text{г}^2} = \frac{\text{см}^3}{\text{г} \cdot \text{сек}^2}$$

хәм

$$G = 6.67910^{-8} \frac{\text{см}^3}{\text{г} \cdot \text{сек}^2}.$$

G ның жүдә киши мәниси тек массалар үлкен болғанда ғана гравитациялық күшлердің шамасының сезилерликтей болатуғынлығын көрсетеди. Усындай себеплерге байланысly гравитациялық тәсирлесіу атомлар менен молекулалардың механикасында хеш қандай әхмийетке ийе болмайды. Массаның өсіуі менен гравитациялық тәсирлесіудің тұтқан орнының әхмийети жоқарылайды хәм Ай, планеталар хәм басқа да аспан денелеринің қозғалыслары толығы менен гравитациялық күшлер тәрепинен анықланады.

Ньютонның тартылыс нызамының математикалық жазылыуы ноқатлық зарядлар ушын Кулон нызамының математикалық жазылыуы менен ұқсас. Гравитациялық күш те, электрлик күш те материаллық ноқатлар арасындағы қашықтықтың квадратына кери пропорционал. Гравитациялық тәсирлесіудеги массаның орнында электрлик тәсирлесіуде заряд тұрады. Бирақ зарядлардың белгисине ғарезли тартысуы да, ийтерисіу де күши болып табылатуғын электрлик күшлерден парқы, гравитациялық күшлер барлық ўақытта да тартылыс күшлери болып табылады.

Кулон нызамындағы пропорционаллық коэффициентин биз бирге тең етип алдық хәм усындай жоллар менен зарядтың бирлигин сайлап алдық. Ньютонның тартылыс нызамында да усындай жол менен жүріуимиз мүмкин. Гравитациялық турақлыны бирге тең етип алып масса ушын базы бир бирликти алған болар едик. Әлбетте бул бирлик см хәм сек ларға салыстырғанда туўынды бирлик болып шыққан хәм массаның өлшеми $\frac{\text{см}^3}{\text{сек}^2}$ болар еди. Массасы массаның бундай жаңа бирлигине тең болған дене 1 см қашықтықта тұрған тап сондай денеге 1 $\frac{\text{см}}{\text{сек}^2}$ тезлениу береді. Массаның усындай бирлиги μ арқалы белгилеп биз былайынша жазамыз:

$$G = 6.67910^{-8} \frac{\text{см}^3}{\text{г} \cdot \text{сек}^2} = 1 \frac{\text{см}^3}{\mu \cdot \text{сек}^2}.$$

Буннан $\mu = 1.5910^7 \text{ г} = 15 \text{ тонна}$. Бул бирликтің қолайсыз екенлиги түсиникли хәм сонлықтан ол қолланылмайды. Бирақ биз принципінде бирден бир ықтыярлы бирликлер узынлық пенен ўақыт болған бирликлер системасын дүзіудің мүмкин екенлигин көрдик. Бундай жағдайда басқа шамалар ушын (масса ушын да) туўынды бирликлер дүзиледи. Бирликлердің усындай системасы практикада

қолланылмайлы, бірақ сондай системаны дүзиўдің мүмкиншилиги СГС системасының шәртли түрде сайлап алынғанлығын және бир рет көрсетеди.

Гравитациялық тәсирлесийдеги күш ушын аңлатпаға ийе бола отырып оның потенциал энергиясы U ды аңсат анықлаўға болады. Ҳақықатында да U менен F ти байланыстыратуғын

$$\frac{dU}{dr} = F = -G \frac{m_1 m_2}{r^2}$$

улыўмалық қатнасын жазып

$$U = -G \frac{m_1 m_2}{r}$$

екенлиги аламыз. Биз бул жерде шексиз үлкен қашықтықта потенциал энергияны нолге тең деп алып ықтыярлы тұрақты қосылыўшыны нолге теңедик. Бул алынған формула электрлик тәсирлесийдеги потенциал энергия ушын жазылған

$$U = \frac{e_1 e_2}{r}$$

формуласына ұқсас.

Биз жоқарыда еки материаллық ноқаттың гравитациялық тәсирлесийдеги күш хәм потенциал энергиялар ушын формулаларды жаздық. Бул формулалар егер ара қашықтықтары өлшемлеринен әдеўир үлкен болған қәлеген формадағы денелер ушын дурыс. Ал сфералық формаға ийе денелер жағдайында жазылған формулалар қәлеген қашықтықлар ушын дурыс болады (бундай жағдайда r сфералардың орайлары арасындағы қашықтыққа тең).

Бөлекшеге тәсир етиўши күштинң усы бөлекшениң массасына туўры пропорционаллығы электр майданындағыдай *гравитациялық майданның кернеўилиги* ҳаққындағы түсиникти киргизийге мүмкиншилик береді. Массасы m болған денеге тәсир етиўши F күшин былайынша көз алдымызға келтиремиз:

$$F = mg.$$

Бул жерде g арқалы майданды пайда етиўши денелердинң массаларынан хәм өз-ара орналасыўларынан ғәрезли болған майданның кернеўилиги белгиленген.

Гравитациялық майдан математикалық жақтан электр майданының Кулон нызамыны ұқсас Ньютонның нызамына бағынатуғын болғанлықтан гравитациялық майдан ушын да Гаусс теоремасы дурыс болады. Бул жердеги айырма соннан ибарат, Кулон нызамындағы зарядтың орнына массаның гравитациялық тұрақтыға көбеймеси тұрады. Солай етип туйық бет бойынша гравитациялық майданның ағысы $-4\pi mG$ ға тең болып. Бул жерде m арқалы беттинң ишиндеги барлық массалардың қосындысы белгиленген; минус белгиси тартысыў күшиниң тартысыў характерине ийе болыўының салдарынан пайда болған.

Усы теоремадан пайдаланып, мысалы, бир текли шардың ишиндеги гравитациялық майданның кернеўилигин анықлаў мүмкин. Бул мәселе 21-параграфта гәп етилген бир текли зарядланған шар ҳаққындағы мәселеге сәйкес келеді. Сол жерде алынған нәтийжелерди пайдаланып дәрхәл былайынша жаза аламыз:

$$g = -\frac{4\pi}{3} G \rho r.$$

Бул жерде ρ арқалы шардың массасының тығызлығы белгиленген.

Жер бетиниң қасындағы тартылыс күшин *денениң салмағы* деп атайды (оны P арқалы белгилеймиз). Денеден Жердинң орайына шекемги қашықтықты $R + z$ арқалы белгилеймиз (R Жердинң радиусы, z денениң Жер бетинен бийиклиги). Егер денениң

бийиклиги z Жердің радиусы R ден салыстырмас дәрежеде киши болса, онда z ти есапқа алмайға болады хәм денениң салмағы

$$P = G \frac{mM}{r^2},$$

бул жерде M арқалы Жердің массасы белгиленген.

Егер бул формуланы

$$P = mg$$

түрінде жазсақ

$$g = -\frac{GM}{R^2}.$$

Бул жағдайдағы g тұрақлы шамасын *салмақ күшиниң тезлениүйи* деп атайды. Бул Жердің тартылыс майданындағы *еркин түсиўдеги тезлениўге (еркин түсиў тезлениүйи* деп те атаймыз) тең.

Салмақ күши тұрақлы деп есапланатуғын анық бир z бийиклигиндеги денениң потенциал энергиясы

$$U = Pz = mgz$$

формуласы менен аңлатылады. Бул бир текли майдандағы потенциал энергия ушын 10-параграфта алынған формуладан көринип тур. Бул жағдайда күш төменге, яғный z тиң кемейиў бағытына қарай бағытланған.

Хақыйқатында салмақ күши тезлениў g Жер бетиниң ҳәр қыйлы ноқатларында ҳәр қыйлы. Себеби Жер дәл сфералық формаға ийе емес. Буннан басқа мыналарды да еске алыў керек: Жердің өз көшери дөгерегинде айланыўының салдарынан денеге салмақ күшине қарама-қарсы бағытта орайдан қашыўшы күш те тәсир етеди. Сонлықтан бизиң түсиниклеримизге қосымша салмақ күшиниң эффективлик тезлениўин киргизиўимиз керек. Бул тезлениўдиң мәниси гипотезалық тыныш тұрған Жердеги тезлениўден киши болады. Жер полюсларында бул тезлениў $g = 983.2 \frac{\text{см}}{\text{сек}^2}$, ал экваторда $g = 978.0 \frac{\text{см}}{\text{сек}^2}$.

Гейпара жағдайларда g физикалық шамалардың бирликлерин анықлаўда қатнасады (мысалы күштиң хәм жұмыстың бирликлерин анықлаўда). Бундай мақсетлерде стандарт мәниси болған

$$g = 980.665 \frac{\text{см}}{\text{сек}^2}$$

мәнисинен пайдаланады. Салмақ күшиниң тезлениүйи болған g ның бундай мәниси 45° кеңисликте алынады.

§ 23. Эквивалентлик принципи

Тартылыс күшиниң ұсы күш тәсир ететуғын бөлекшениң массасына пропорционаллығы ($\mathbf{F} = m\mathbf{g}$) оғада терең физикалық мәниске ийе.

Бөлекше тәрәпинен алынатуғын тезлениў ұсы бөлекшеге тәсир етиўши күшти бөлекшениң массасына бөлгенге тең болғанлықтан гравитациялық майдандағы бөлекшениң тезлениүйи w ұсы майданның кернеўилиги менен сәйкес келеди:

$$\mathbf{w} = \mathbf{g},$$

яғный бөлекшениң массасынан ғәрезли емес. Басқа сөз бенен айтқанда гравитациялық майдан оғада әхмийетли қәсийетке ийе болады: бундай майданда барлық денелер массаларынан ғәрезсиз бирдей тезлениў алады (бул қәсийет

биринши рет Галилей тәрепинен Жердің салмақ майданындағы денелердің құлап түсіуін изертлеудің нәтижесінде анықланды).

Денелердің тап сол сыяқлы қәсийетин егер олардың қозғалыстарын инерциал емес есаплау системасы көз-қарасында қарағанда сыртқы күшлер тәсир етпейтуғын кеңісlikте де бақлаған болар едик. Жұлдызлар аралық кеңісlikте еркин қозғалатуғын ракетаны көз алдымызға келтирейик. Бундай жағдайларда ракетаға тәсир ететуғын тартысуы күшлерин есапқа алмауға болады. Усындай ракетаның ишиндеги барлық денелер ракетаның өзине салыстырғанда қозғалмай тынышлықта тұрған болар еди (ракетаның ортасында ҳеш нәрсеге тиймей-ақ тынышлықта тұрған болар еди). Егер ракета w тезлениуи менен қозғала басласа барлық денелер ракетаның артына қарай $-w$ тезлениуи менен "қулап" түсер еди. Ракетаның ишиндеги денелер ракетаның тезлениусиз-ақ, бирақ кернеуилиги $-w$ ға тең болған гравитациялық майданда қозғалғанда да $-w$ тезлениуи менен тап жоқарыдағыдай тақлетте "қулаған" болар еди. *еш бир эксперимент бизиң тезлениуиши ракетада ямаса турақлы гравитациялық майданда тұрғанымызды айыра алмаған болар еди.

Денелердің гравитациялық майдан менен инерциал емес есаплау системасындағы қәсийетлери арасындағы ұқсаслық *эквивалентлик принципи* деп аталатуғын принциптиң мазмунын қурайды (бул ұқсаслықтың фундаменталлық мәниси салыстырмалық теориясына тийкарланған тартылыс теориясында түсиндириледі).

Жоқарыдағы баянлаудың барысында тартылыс майданынан еркин болған кеңісlikте қозғалатуғын ракета ҳаққында гәп еттик. Бул талқылауларды, мысалы, Жердің гравитациялық майданында қозғалыушы ракетаны қарау арқалы дауам еттириуимиз мүмкин. Усындай майданда "еркин" (яғный двигателсиз) қозғалатуғын ракета майданның кернеуилиги g ға тең болған тезлениу алады. Бундай жағдайда ракета инерциал емес есаплау системасы болып табылады. Бул жағдайда ракетаға салыстырғандағы қозғалысқа инерциал емесликтің тәсирин тартылыс майданының тәсири компенсациялайды. Нәтийжеде "салмақсызлық" ҳалы жүзеге келеди, яғный ракетадағы предметлер тартылыс майданы жоқ жағдайдағы инерциал есаплау системасында қозғалғандай болып қозғалады. Солай етип сайлап алынған инерциал емес есаплау системасын сайлап алыу арқалы (биз қараған жағдайда тезлениу менен қозғалыушы ракетаға салыстырғанда) гравитациялық майданды "жоқ" қылыу мүмкин. Бул жағдай сол эквивалентлик принципиниң басқа аспекти болып табылады.

Тезлениуиши қозғалыстағы ракетаның ишиндеги тартылыс майданы бир текли, яғный ракетаның ишиндеги барлық орынларда кернеуилик w бирдей мәниске ийе. Бирақ усыған қарамастан ҳақыйқый гравитация майданы барлық уақытта бир текли емес. Сонлықтан инерциал емес есаплау системаларына өтиу арқалы гравитациялық майданды жоқ етиу майдан жүдә киши өзгериске ушырайтуғын кеңісликтің үлкен емес бөлимлеринде әмелге асырылады. Бундай мәнисте гравитациялық майдан менен инерциал емес есаплау системасының эквивалентлилиги "жергилики" ("локаллық") характерге ийе.

§ 24. Кеплер қозғалысы

Бир бирине Ньютонның тартылыс нызамы бойынша тартысатуғын еки денениң қозғалысын қараймыз. Денелердің биреуінің массасы M екинши денениң массасы m нен әдеуір үлкен деп болжаймыз. Егер ұсы еки дене арасындағы қашықтық r сол денелердің өлшемлеринен үлкен болса, онда биз m материаллық ноқатының қозғалмайтуғын M ноқаты пайда еткен орайлық гравитациялық майданындағы қозғалысы қаққындағы мәселеге ийе боламыз.

Орайы майданның орайында болған (яғный M денесинің орайында) шеңбер бойынша тең өлшемлі қозғалыс бундай майдандағы ең әпиұайы қозғалыс болып есапланады. Бундай жағдайда тезлениў (бизлер тезлениўдің v^2/r ге тең екенлигин билемиз, v арқалы m ноқатының тезлиги белгиленген) орайға қарай бағытланған. Егер ұсы тезлениўди m ге көбейтсек бөлекшеге M массалы дене тәрепинен тәсир ететуғын күшти аламыз:

$$\frac{mv^2}{r} = G \frac{mM}{r^2}.$$

Буннан

$$v = \sqrt{\frac{GM}{r}}.$$

Бул формуланы пайдаланып Жер дөгерегинде айланып жүрген Жердің жасалма жолдасының тезлигин табыў мүмкин. Бул жағдайда r ди Жердің радиусы R менен алмастырып, $\frac{GM}{R^2}$ тың салмақ күшинің тезлениўи g екенлиги еске түсирсек Жердің жасалма жолдасы ұшын (спутник ұшын) аңлатпа аламыз (*биринши космослық тезлик* деп аталатуғын тезликти табамыз):

$$v_1 = \sqrt{\frac{GM}{R}} = \sqrt{gR}.$$

Бул аңлатпаға $g = 980 \frac{\text{см}}{\text{сек}^2}$, $R = 6500 \text{ км}$ мәнислерин қойсақ $v_1 = 8 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$ екенлигине ийе боламыз.

Тезлик v ұшын алынған формула орбитаның радиусы r хәм айланыў дәуири T арасындағы қатнасты анықлаўға мүмкиншилик береді.

$$v = \frac{2\pi r}{T}$$

деп есаплап

$$T^2 = \frac{4\pi^2}{GM} r^3.$$

Биз бул жерде айланыў дәуиринің квадратының орбита радиусының кубына пропорционал екенлигин көреміз. Бундай қатнас *Кеплердің үшінши нызамы* деп аталады (астроном И.Кеплер XVII әсирдің басында планеталардың қозғалысларын бақлаў арқалы гравитациялық тәсиресіўдің салдарынан еки денениң қозғалысының тийкарғы нызамларын ашты, бундай қозғалысларды Кеплер қозғалыслары деп атайды). Бул нызамлар (орайлық майдандағы қозғалыстағы секторлық тезликтің тұрақтылығы нызамы 16-параграфта қаралды хәм ол Кеплердің екинши нызамы деп аталады). Ньютон тәрепинен пүткил дүньялық тартылыс нызамының ашылыўында әхмийетли орын тутты.

Енди массасы m болған бөлекшенің энергиясын анықлаймыз. Бизлердің билиўимизше оның потенциал энергиясы

$$U = -\frac{GMm}{r}.$$

У ға $\frac{mv^2}{2}$ кинетикалық энергияны қосып ұақыт бойынша өзгермейтуғын бөлекшениң толық энергиясын аламыз:

$$E = \frac{mv^2}{2} - \frac{GMm}{r}.$$

Шеңбер бойынша қозғалғанда

$$mv^2 = \frac{GMm}{r}$$

хәм сонлықтан

$$E = -\frac{mv^2}{2} = -\frac{GMm}{2r}.$$

Бул жерде биз шеңбер бойынша қозғалғанда бөлекшениң толық энергиясының терис мәниске ийе болатуғынлығын көреміз. Бул 13-параграфта алынған нәтижелер менен толық сәйкес келеди (егер шексизликте потенциал энергия нолге тең болса, онда $E < 0$ де қозғалыс финитлик, ал $E > 0$ де қозғалыс инфинитлик болады деген нәтийже).

Биз

$$F = G \frac{mM}{r^2}$$

тартысыў күшиниң тәсириндеги әпиўайы шеңбер тәризли қозғалысты қарадық. бирақ бундай майданда бөлекше эллипс, гипербола хәм парабола тәризли орбиталар бойынша да қозғала алады. Бул конуслық кесе-кесимлердиң барлығы ушын фокуслардың бири (парабола ушын бирден бир фокус) күшлердиң орайында жайласады (*Кеплердиң биринши нызамының* мазмұны ұсыннан ибарат). Эллипс тәризли орбиталар ушын толық энергияның терис мәниси сәйкес келеди $E < 0$ (бул жағдайда қозғалыс финитлик). Гиперболалық орбиталарға толық энергияның оң мәниси сәйкес келеди ($E > 0$). Парабола тәризли орбита бойынша қозғалғанда $E = 0$. Бундай жағдайда шексизликтеги бөлекшениң тезлиги нолге тең болды.

Бөлекшениң толық энергиясы ушын жазылған формуланы пайдаланып спутниктиң параболалық орбита бойынша қозғалыўы ушын (яғный спутниктиң Жердиң тартысынан шығып кетиўи ушын) зәрүрли болған минималлық тезликтің мәнисин есаплаў мүмкин.

$$E = \frac{mv^2}{2} - \frac{GMm}{r}$$

формуласында $r = R$ деп есаплап хәм E ни нолге теңеп *екинши космослық тезлик* деп аталатуғын тезликті аламыз:

$$v_2 = \sqrt{2 \frac{GM}{R}} = \sqrt{2gR}.$$

Биринши космослық тезлик ушын жазылған формула менен салыстырыў мынаны көрсетеди:

$$v_2 = \sqrt{2}v_1 = 11.2 \frac{\text{км}}{\text{сек}}.$$

Енди эллипс тәризли орбиталардың параметрлериниң қалай анықланатуғынлығын көрсетеміз. Шеңбер тәризли орбитаның радиусын бөлекшениң энергиясы арқалы аңлатыў мүмкин:

$$R = \frac{\alpha}{2|E|}.$$

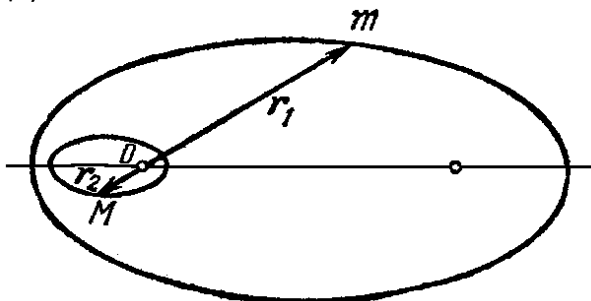
Бул жерде $\alpha = GmM$ белгилеўи қабыл етилген. Эллипс тәризли орбита бойынша қозғалғанда эллипстиң үлкен ярым көшери a да тап сондай формула бойынша анықланады:

$$a = \frac{\alpha}{2|E|}.$$

Ал киши ярым көшер b тек энергияға емес, ал момент L ге де ғәрезли:

$$b = \frac{L}{\sqrt{2m|E|}}.$$

L қаншама киши болса эллипс те соншама созылған болады (турақлы энергияның мәнісінде).



7-сүүрет

Эллипс бойынша айланыу дәуірі тек энергиядан ғәрезли болып эллипстің үлкен ярым көшери арқалы аңлатылады:

$$T^2 = \frac{4\pi^2 m}{\alpha} a^3.$$

Усы ўақытқа шекем бир денениң массасы M екінші денениң массасы m нен әдеўир үлкен болған жағдайды қарадық. Сонлықтан M массалы денени қозғалмайды деп есапладық. Жақыйқатында еки дене де қозғалады. Қала берсе инерция орайы системасында еки дене де геометриялық жақтан бир бирине ұқсас болған инерция орайында улыўмалық фокусқа ийе конустық кесе-кесимлерге сәйкес келиўши орбиталар бойынша қозғалады. 7-сызылмада өлшемлери денелердің массаларына кери пропорционал болған геометриялық жақтан бир бирине ұқсас эллипслер көрсетилген. Жоқарыда жазылған a ҳәм b ярым көшерлери ушын жазылған аңлатпалар "келтирилген" бөлекшелердің траекториясына тийисли болып, тек олардығы m ди

$$\mu = \frac{mM}{m+M}$$

ге алмастырыў керек. Ал α ның мәніси бурынғысынша қалады ($\alpha = GmM$).

III Бап. Қатты денениң қозғалысы

§ 25. Қатты денениң қозғалысының түрлери

Усы ўақытларға шекем берилген жағдайларда материаллық ноқат деп қараўға болатуғын денелердің қозғалысын көрдик. Енди шекли өлшемлери әҳмийетли болған денелердің қозғалысларын көремиз. Бундай жағдайда денелерди *қатты денелер* деп қараймыз. Механикада қатты дене деп қозғалыстың барысында бөлекшелериниң арасындағы қашықтықлар өзгермейтуғын денеге айтады. Қозғалыста бундай дене бирден бир пүтин түрінде қалады.

Қатты денениң қозғалыстың барысында өз-өзине параллель болып қалатуғын қозғалысы ең әпиўайы қозғалысы болып табылады. Бундай қозғалыс *илгерилемели қозғалыс* деп аталады. Мысалы компасты горизонталлық тегислик бойынша әсте

ақырын қозғалтатуғын болсақ, онда оның стрелкасы түсликтен арқаға қарай барлық ўақытта да бағытын сақлап илгерилемели қозғалады.

Қатты денениң илгерилемели қозғалысында оның барлық ноқатлары бирдей тезликке, бир биринен базы бир аралықларға аўысқан бирдей формадағы траекторияларға ийе болады.

Қатты денениң басқа түрдеги әпиўайы қозғалысы денениң көшер дөгерегиндеги айланысы болып табылады. Айланыў барысында денениң ҳәр қыйлы ноқатлары айланыў көшерине перпендикуляр болған тегисликлерде шеңберлер сызады.

Егер dt ўақыты ишинде дене $d\phi$ мүйешине бурылатуғын болса, онда денениң қандай да бир P ноқаты жүрип өтетуғын жол $ds = r d\phi$. Бул аңлатпада r арқалы P ноқатынан айланыў көшерине шекемги аралық белгиленген. P ноқатының тезлиги v ны ds ти dt ға бөлип табамыз:

$$v = r \frac{d\phi}{dt}$$

$\frac{d\phi}{dt}$ шамасы денениң барлық ноқатлары ушын бирдей хәм денениң ўақыт бирлигиндеги мүйешлик аўысыўын береді. Бул шама денениң мүйешлик тезлиги деп аталады хәм оны Ω арқалы белгилеймиз.

Солай етип базы бир көшер дөгерегинде айланыўшы денениң ҳәр қыйлы ноқатларының тезликлери мына формула менен анықланады екен:

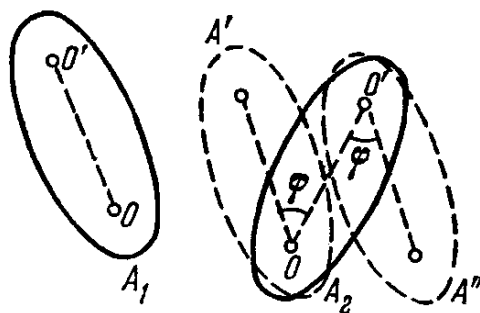
$$v = r\Omega.$$

Бул жерде r арқалы ноқаттан айланыў көшерине шекемги қашықлық; тезлик ұсы қашықлыққа туўры пропорционал.

Улыўма жағдайларда Ω ўақыттың өтиўи менен өзгереді. Егер айланыў тең өлшеўли өзгеретуғын болса (яғный турақлы мүйешлик тезлик пенен), онда айланыў дәўири T ны биле отырып мынаны аламыз:

$$\Omega = \frac{2\pi}{T}.$$

Қатты денениң айланыўы айланыў көшериниң бағыты хәм мүйешлик тезликтің шамасы менен характерленеді. Усы айтылғанларды мүйешлик тезлик векторы Ω шамасын киргизиў менен бириктириў мүмкин. Бул вектордың бағыты айланыў көшериниң бағытына сәйкес келеді, ал сан шамасы мүйешлик тезликтің мәнисине тең. айланыў көшериниң еки бағытынан бир бағытты сайлап алыў төмендегише болады: қатты дене менен бирликте айланатуғын винтти көз алдымызға келтиремиз, ұсындай жағдайда винттиң алға жылжыў бағыты Ω векторының бағытына сәйкес келеді.



1-сүүрет

Жоқарыда қарап шығылған қатты денениң қозғалысының әпиұайы түрлери (илгерилемели хәм айланбалы) айрықша әхмийетке ийе. Себеби қатты денениң қәлеген қозғалысы сол қозғалысларға алып келинеди.

Буны базы бир тегисликке параллел қозғалатуғын денениң мысалында көрсетиў мүмкин. Денениң избе-из A_1 хәм A_2 аўхалларын қараймыз. A_1 аўхалынан A_2 аўхалына денени былайынша өткеремиз: дәслеп денени A_1 аўхалынан A' аўхалына параллель көшириў менен алып келемиз. Усындай жағдайда денениң қандай да бир O ноқаты өзиниң ең кейинги аўхалына келеди. Егер усыннан кейин денени O ноқатының дөгерегинде белгили бир - мүйешине бурсақ, онда дене өзиниң ақырғы A_2 аўхалына келип жетеди.

Демек денениң улыўмалық орын алмастырыўы денени A_1 ноқатынан A' ноқатына көшириўши илгерилемели қозғалыстан хәм O ноқатындағы бұрыўдың нәтийжесинде A' аўхалынан ақырғы A_2 аўхалына өткеретуғын бұрыўдан туратуғынлығын биз көрдик. O ноқатының пүткиллей ықтыярлы түрде алынғанлығын биз көрдик: A_1 аўхалынан денени A'' аўхалына параллель күшириў мүмкин. Бундай жағдайда O' ноқаты (O ноқаты емес) өзиниң ақырғы аўхалына келип жетеди хәм денениң ақырғы A_2 аўхалына келип жетиўи ушын усы O' ноқатының дөгерегинде денени бұрыў керек болады. Бирақ O ноқатының дөгерегинде A_2 аўхалына өткеріў ушын денени қандай мүйешке бұрыў керек болған болса O' ноқатының дөгерегинде де денени тап сондай мүйешке бұрыў керек болады; ал O хәм O' ноқатларының илгерилемели қозғалысында өткен жоллары ҳәр қыйлы.

Жоқарыда келтирилген мысалларда қатты денениң ықтыярлы қозғалысын усы қатты денеде алынған O ноқатының илгерилемели қозғалысы хәм усы ноқат арқалы өтиўши көшер дөгерегиндеги айланбалы қозғалыстың қосындысы түриндей қараўдың мүмкин екенлигин көрсетеди. Хақыйқатында бул жағдай улыўмалық қағыйда болып табылады. Бул жағдайда илгерилемели қозғалыстың тезлиги (оны V хәрипи менен белгилеймиз) денениң қайсы ноқатының тийкарғы ноқат етип қабыл етилгенлигине байланысly. Ал мүйешлик тезлик Ω болса бундай сайлап алыўдан ғәрезли емес: O ноқатын қай орында сайлап алсақ та усы ноқат арқалы өтетуғын көшер бир бағытқа ийе болады хәм усы көшер дөгерегинде айланыўдың мүйешлик тезлиги Ω бирдей мәниске ийе болады. Бундай мәнисте Ω мүйешлик тезликти абсолют мәниске ийе болады деп есаплаўға болады. Демек қатты денениң айланыўын тәрийиплегенде айланыў көшериниң қайсы ноқаттан өтетуғынлығы әхмийетке ийе емес деген сөз. Ал илгерилемели тезлиги болса бундай абсолют характерге ийе емес.

!детте "тийкарғы" O ноқатын сайлап алғанда денениң инерция орайын сайлап алады. Бундай жағдайдағы илгерилемели тезлик V болса инерция орайының тезлиги болып табылады. Усындай етип сайлап алыўдың басқа түрде сайлап алыўлардан артықмашлығы келеси параграфта айқынласады.

V хәм Ω векторларының ҳәр қайсысының мәнислери өзиниң құраўшылары арқалы бериледи (базы бир координаталар системасына қарата алынған құраўшылар ҳаққында айтылып атыр). Соның ушын қатты денениң қәлеген ноқатының тезлигин билиў ушын бир биринен ғәрезсиз алты шаманың берилиўи

керек. Усындай тийкарда қатты денени алты еркинлик дәрежесине ийе механикалық система түрінде қаралады.

§ 26. Қозғалыушы қатты денениң энергиясы

Илгерилемели қозғалатуғын қатты денениң кинетикалық энергиясы жүдә әпиұайы түрде алынады. Бундай қозғалыста денениң барлық ноқатлары бирдей тезликке ийе болатуғын болғанлықтан кинетикалық энергия мынаған тең:

$$E_{\text{кин}} = \frac{1}{2}MV^2.$$

Бул жерде V арқалы денениң тезлиги, ал M арқалы оның толық массасы белгиленген. Бул аңлатпа массасы M болған V тезлиги менен қозғалыушы материаллық ноқаттың кинетикалық энергиясы ушын жазылған аңлатпа менен бирдей. Қатты денениң илгерилемели қозғалысының материаллық ноқаттың қозғалысынан парқының жоқ екенлиги өз-өзинен түсиникли.

Енди айланыушы денениң кинетикалық энергиясын анықлайық. Бул ушын денени материаллық ноқатлар деп қарауға болатуғындай киши элементар бөлимлерге бөлемиз. Егер i -элементтиң массасы m_i , усы элементтиң айланыу көшеринен қашықлығы r_i болса, онда оның тезлиги $v_i = r_i\Omega$ ге тең (Ω арқалы денениң мүйешлик тезлиги белгиленген). Бул элементтиң кинетикалық энергиясы $\frac{1}{2}m_iv_i^2$ шамасына тең. Бундай энергияларды бир бирине қосып шығып денениң кинетикалық энергиясын аламыз:

$$E_{\text{кин}} = \frac{1}{2}m_1v_1^2 + \frac{1}{2}m_2v_2^2 + \dots = \frac{1}{2}\Omega^2(m_1r_1^2 + m_2r_2^2 + \dots).$$

Қаўсырма ишинде тұрған қосындының мәниси қандай дене менен ис алып баратырғанлығымызға (оның формасына, өлшемлерине хәм ондағы массаның тарқалыуына) хәм усы денедеги көшердин қалай орналасқанлығына ғәрезли. Қатты денени хәм сайлап алынған көшерди тәрийиплейтуғын бул шама сол көшерге салыстырғандағы денениң *инерция моменти* деп аталады. Оны I арқалы белгилеймиз:

$$I = m_1r_1^2 + m_2r_2^2 + \dots$$

Егер қатты дене тутас болса, онда оны шексиз киши майда бөлимлерге бөлемиз: жоқарыда жазылған формуладағы қосынды алыу бул жағдайда интеграллауға өтеди. Мысал ушын орайы арқалы өтиуши көшерге салыстырғандағы массасы M , радиусы R болған тутас шардың инерция моментиниң $I = \frac{2}{5}MR^2$ қа, узынлығы l болған жиңишке стерженниң инерция моментиниң оның ортасы арқалы өтетуғын көшерге салыстырғандағы инерция моментиниң $\frac{1}{12}Ml^2$ қа тең екенлигин атап өтемиз.

Солай етип айланыушы денениң кинетикалық энергиясы мына түрде жазылады екен:

$$E_{\text{кин}} = \frac{I\Omega^2}{2}.$$

Бул аңлатпа формал түрде илгерилемели қозғалыстағы кинетикалық энергияның аңлатпасына уқсас (айырма соннан ибарат, тезлик V ның орнында мүйешлик тезлик Ω , ал денениң массасының орнында денениң инерция орайы түр). Бул жерде айланбалы қозғалыстағы инерция моментиниң илгерилемели қозғалыстағы массаның орнын ийелейтуғынлығын көремиз.

Ықтыярлы түрде қозғалыушы қатты денениң кинетикалық энергиясын илгерилемели хәм айланбалы қозғалыстардың қосындысы түрінде көрсетиу мүмкин (тийкарғы О ноқатын денениң инерция орайында аламыз). Бундай жағдайда ноқатлардың инерция орайына салыстырғандағы айланбалы қозғалысы денениң айланбалы қозғалысы болып табылады. Олай болса 12-параграфтағы қарап өтилгендей бөлекшелер системасының қозғалысын екиге бөлемиз: бириншиси системаның тутасы менен алғандағы қозғалысы, екіншиси бөлекшелердің инерция орайына салыстырғандағы қозғалысы. Сол параграфта системаның энергиясының да еки бөлімге бөлінетуғынлығын көрдик. "Ишки" қозғалыс орнын денениң инерция орайына салыстырғандағы қозғалысы ийелейди. Сонлықтан ықтыярлы түрде қозғалыушы қатты денениң кинетикалық энергиясы ушын төмендегидей аңлатпаны жазамыз:

$$E_{\text{кин}} = \frac{MV^2}{2} + \frac{I_0\Omega^2}{2}.$$

"О" индекси арқалы инерция орайы арқалы өтетуғын көшерге салыстырғанда алынған денениң инерция моменти екенлигин билдиреди [Денениң қозғалысының барысында айланыу көшери денеде тұрақлы түрде өзиниң бағытын сақлайтуғын болса ұсындай түрде жазылған формуланың мәніске ийе болатуғынлығын атап өтемиз. Егер бундай болмағанда инерция моменти тұрақлы шама болыудан қалады хәм ўақыттың хәр бир моментінде хәр қыйлы көшерлерге салыстырғанда инерция моменти есапланады].

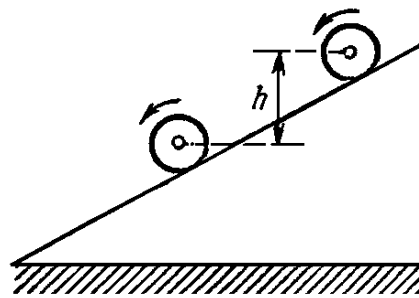
Инерция орайы арқалы өтпейтуғын Z көшери дөгерегінде айланыушы қатты денени қараймыз. Бундай қозғалыстың кинетикалық энергиясы $E_{\text{кин}} = \frac{1}{2} I \Omega^2$, I арқалы Z көшерине салыстырғандағы инерция моменти белгиленген. Екінши тәрептен бундай қозғалысты денениң инерция орайының тезлиги V болған илгерилемели қозғалысы менен Z көшерине параллель болған инерция орайынан өтетуғын көшер дөгерегіндеги Ω мүйешлик тезлигиндеги айланбалы қозғалысынан туратуғын қозғалыс деп қарауға болады. Егер a арқалы инерция орайынан Z көшерине шекемги аралық белгиленген болса, онда оның тезлиги $V = a\Omega$. Сонлықтан кинетикалық энергияны мына түрде жаза аламыз:

$$E_{\text{кин}} = \frac{MV^2}{2} + \frac{I_0\Omega^2}{2} = \frac{1}{2} (Ma^2 + I_0)\Omega^2.$$

Еки аңлатпаны салыстырып

$$I = I_0 + Ma^2$$

аңлатпасын аламыз. Бул формула денениң қандай да бир көшерге салыстырғандағы инерция моментин сол көшерге параллель хәм инерция орайы арқалы өтетуғын басқа бир көшерге салыстырғандағы инерция моменти менен байланыстырады. I диң I_0 ден барлық ўақытта үлкен болатуғынлығы көринип тур. Басқа сөз бенен айтқанда берилген бағыттағы көшерге салыстырғандағы инерция моментиниң минималлық мәніси инерция орайы арқалы өтиўши көшер ушын алынады.



2-сүрет

Егер дене салмақ майданында қозғалатуғын болса, онда оның толық энергиясы E потенциал энергия менен кинетикалық энергиялардың қосындыларынан тұрады. Мысал ретінде шардың қыя тегіслік бойынша қозғалысын қараймыз (2-сүрет). Шардың потенциал энергиясы Mgz ке тең, бұл жерде M шардың массасы, z оның орайының бийиклиги. Сонлықтан энергияның сақланыуы мынадай түрге ийе болады:

$$E = \frac{1}{2}MV^2 + \frac{1}{2}I_0\Omega^2 + Mgz = \text{const.}$$

Шар сүйкеліссіз домалап түседі деп есептейміз. Онда оның қыя тегіслік пенен тийісетуғын нөқатының тезлиги v нолге тең. Екинши тәрәптен бұл тезлик тегіслік бойынша төменге қарай шардың толығы менен тезлиги V дан хәм қарама-қарсы тәрәпке қарап бағытланған (тегіслік бойынша жоқарыға) шардың орайына салыстырғандағы тезлигинен туратуғын тезликтен тұрады. Кейинги тезлик ΩR ге тең. $v = V - \Omega R = 0$ шәртинен

$$\Omega = \frac{V}{R}.$$

Бұл аңлатпаны энергияның сақланыуы ызамына қоямыз хәм ұақыттың басланғыш моментінде шардың тезлигинің нолге тең екенлигин есапқа аламыз. Соның нәтижесінде шардың инерция орайының h аралығына түскендеги тезлигин табамыз:

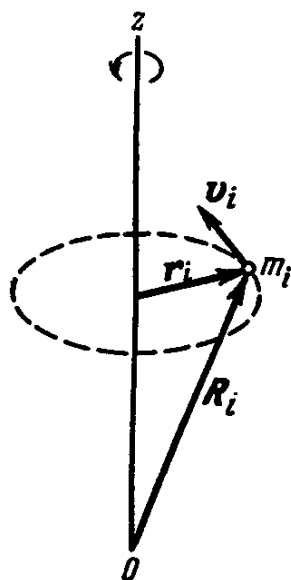
$$V = \sqrt{\frac{2gh}{1 + \frac{I_0}{MR^2}}}$$

Бұл тезлик материаллық бөлекшениң ямаса айланбайтуғын денениң сондай h бийиклигинен еркин түсіуіндегі тезлигинен кем (жағдайдың бундай болатуғынлығын күтіу мүмкін). Себеби потенциал энергияның кемеийуі Mgh тек ғана илгерилемели қозғалыс тезлигинің артыуына емес. ал шардың айланысының кинетикалық энергиясының өсіуіне де жұмсалады.

§ 27. Айланыу моменти

Денениң айланбалы қозғалысында оның импульсинің моменти материаллық нөқат қозғалғандағы импульстың орнын ийелейді. Бекитілген көшер дөгерегінде айланыушы дене жағдайында (бұл ең әпийайы жағдай) ұсындай орынды ұсы көшер (бұл көшерди Z көшери деп есептейміз) бойлап бағытланған моменттің құраушысы ийелейді. Бұл шаманы есаплау ұшын денени айырым элементар бөлеклерге бөлеміз (кинетикалық энергияны есаплағандағы денени элементар бөлеклерге бөлгениміздей). Айырым (i -) элементтің импульс моменти $m_i[\mathbf{R}_i\mathbf{v}_i]$. Бұл жерде \mathbf{R}_i арқалы Z көшери бойындағы базы бир O нөқатынан есапланған ұсы

элементтің радиус-векторы белгиленген (3-сүрет). Хәр бир нокат айланыў көшери әтирапында шеңбер тәризли орбита бойынша қозғалатуғын болғанлықтан тезлик \mathbf{v}_i усы шеңберге түсирилген урынба бағытында бағытланған.



3-сүрет

\mathbf{R}_i векторын еки векторға жиклеймиз: бирейи көшер бағытында, екіншиси (\mathbf{r}_i) көшерге перпендикуляр. Бундай жағдайда $m_i[\mathbf{r}_i\mathbf{v}_i]$ көбеймеси Z көшерине параллель болған импульс моментин береді (еки вектордың векторлық көбеймесиниң усы еки вектор жатқан тегисликке перпендикуляр екенлигин еске түсиремиз). \mathbf{r}_i менен \mathbf{v}_i векторлары өз-ара перпендикуляр болғанлықтан (шеңбердің радиусы хәм усы шеңберге түсирилген урынба) $[\mathbf{r}_i\mathbf{v}_i]$ көбеймеси тек $r_i v_i$ болып табылады. Бул жерде r_i арқалы m_i элементиниң айланыў көшеринен қашықтығы белгиленген. Ең ақырында $v_i = \Omega r_i$ болғанлықтан айланыў көшери бағытындағы импульс моментиниң $m_i r_i^2 \Omega$ екенлигине көз жеткеремиз.

$$m_1 r_1^2 \Omega + m_2 r_2^2 \Omega + \dots$$

қосындысын пайда етип биз изленип атырылған импульстиң толық моментиниң Z көшерине түсирилген L_z проекциясын аламыз. Буш шаманы *берилген көшерге салыстырғандағы импульс моменті* (ямаса *айланыў моменті*) деп атаймыз.

Қаўсырма ишиндеги ұлыўмалық Ω көбейтиўшисин қаўсырмадан шығарсақ биз инерция моменті I ушын жазылған аңлатпаны аламыз. Солай етип ең ақырында

$$L_z = I \Omega$$

аңлатпасын аламыз, яғный денениң айланыў моменті мүйешлик тезлик пенен айланыў көшерине салыстырғандағы денениң инерция моментиниң көбеймесине тең. Усы аңлатпа менен бөлекшениң импульси $m\mathbf{v}$ арасындағы ұқсаслыққа кеўил бөлеміз: тезлик \mathbf{v} ның орнында мүйешлик тезлик, ал массаның орнында инерция моменті тур.

Егер денеге сыртқы күшлер тәсир етпесе, денениң айланыў моменті тұрақлы болып қалады: дене инерциясы бойынша тұрақлы Ω мүйешлик пенен айланыўын даўам ете береді. Ω ның тұрақлылығы L_z тиң тұрақлылығына байланысly (яғный денениң инерция моментиниң өзгермеслигине байланысly). Егер денениң бөлімлериниң өз-ара жайласыўлары өзгериске ушырайтуғын болса (соның менен бирге инерция моменті өзгеретуғын болса), онда $I\Omega$ көбеймесиниң тұрақлы болып қалыўы ушын еркин айланыста мүйешлик тезлик те өзгериске ушырайды. Мысал ушын, егер сүйкелиссиз айланып тұрған отырғышта қолларында гирлери бар адам отырған болса хәм бул адам қолларын қапталларына созып өзиниң инерция моментин үлкейтеді; бундай жағдайда $I\Omega$ көбеймесиниң тұрақлылығы айланыстың мүйешлик тезлигин кемейтеді.

§ 28. Айланыўшы денениң қозғалыс теңлемеси

Бизлер материаллық ноқаттың қозғалыс теңлемесінің оның тезлігінің өзгеріуі тезлігі менен оған тәсір ететұғын күшти байланыстыратұғынлығын билеміз (7-параграф). Қатты дененің илгерилемели қозғалысының материаллық ноқаттың қозғалысынан парқы аз хәм бундай қозғалыстың теңлемеси толық импульс $\mathbf{P} = M\mathbf{V}$ пенен оған тәсір етиўши толық күш \mathbf{F} ти былайынша байланыстырады:

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = M \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \mathbf{F}.$$

Айланбалы қозғалыс ушын ұсындай орынды дененің импульс моментинің өзгеріуі тезлігін ұсы денеге тәсір етиўши күштиң momenti менен байланыстыратұғын теңleme ийелейди. Бундай байланыстың қандай болатұғынлығын көреміз хәм бул жағдайда да бекитилген көшер дегерегиндеги айланысты қараў менен шекленеміз (Z көшери).

Айланыў көшерине салыстырғандағы дененің импульс моментин биз анықладық. Енди денеге тәсір етиўши күшлерге кеўил бөлеміз. Айланыс көшерине параллель болған күшлердің тек ғана денени ұсы көшер бағытында ысырыўы мүмкін, бирақ денени айландыра алмайды. Сонлықтан биз бундай күшлерди итибарға алмаймыз хәм тек айланыў көшерине перпендикуляр болған тегисликте жатқан күшлерди ғана инабатқа аламыз.

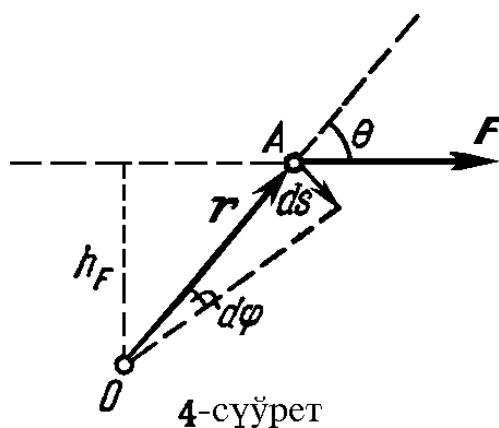
Z көшерине салыстырғандағы ұсындай \mathbf{F} күшинің momenti K_z векторлық көбейме болған $[\mathbf{r}\mathbf{F}]$ түрінде бериледи (\mathbf{r} күш түсірилген ноқат пенен көшер арасындағы қашықтық). Векторлық көбейменің анықламасынан

$$K_z = Fr \sin \theta.$$

екенлиги келип шығады. Бул жерде θ арқалы \mathbf{r} менен \mathbf{F} векторлары арасындағы мүйеш белгиленген (4-сүўретте Z сызылма тегислигине перпендикуляр хәм O ноқаты арқалы өтеди; A болса күштиң түсиў ноқаты). Басқаша былайынша жазамыз:

$$K_z = h_F F.$$

Бул жерде $h_F = r \sin \theta$ көшерге салыстырғандағы күштиң ийини (көшерден күш тәсір ететұғын бағытқа шекемги қашықтық).



15-параграфта анықланған импульс моментинің өзгеріуі тезлігі менен тәсір етиўши күшлер momenti арасындағы байланыстан биз енди мынадай теңлик жаза аламыз:

$$\frac{dL_z}{dt} = K_z \text{ ямаса } I \frac{d\Omega}{dt} = K_z.$$

Бул айланыўшы дененің қозғалыс теңлемеси болып табылады. $\frac{d\Omega}{dt}$ туўындысын мүйешлик тезлений деп атаўға болады. Биз бул жерде илгерилемели қозғалыстың

тезлениуінің күш тәрепінен анықланатуғынлығы сыяқлы, мүйешлик тезлениудің денеге тәсир етіуіші күштің моменти тәрепінен анықланатуғынлығын көреміз.

Егер денеге бир неше күш тәсир ететуғын болса, онда K_z хаққында гәп болғанда сол күшлердің моментлеринің қосындысын түсиниуимиз керек. Соның менен бирге K_z тиң келип шығыуының векторлық екенлигин хәм бир бирине қарама-қарсы бағытларда денени айланыуға ийтермелейтуғын күшлерге хәр қыйлы белги жазыуды ұмытпаймыз. Денени көшер дөгереегинде ω диң өсиу бағытында бурыйуға мәжбүрлейтуғын күш моментиниң мәниси оң белгиге ийе болады (ω дегенимиз уақыт бойынша алынған тууындысы денениң айланыуының мүйешлик тезлиги болып табылатуғын мүйеш: $\Omega = \frac{d\phi}{dt}$).

Қатты денеде күш түсетуғын ноқатты ұсы күштің бағытында қәлеген түрде өзгертсек те қозғалыстың қәсийетлериниң өзгермей қалатуғынлығын атап өтеміз. Күш түсирилген ноқатты ұсындай етип өзгерткен менен күштің ийини өзгермейди хәм сонлықтан күштің моменти де өзгериске ұшырамайды.

Базы бир көшер дөгереегинде айлана алатуғын денениң теңсалмақлық шәрти ұсы денеге тәсир етіуіші күшлердің моментлериниң қосындысының нолге тең екенлигинде. Бұл *моментлер нызамы* деп аталатуғын нызам болып табылады. Бұл нызамның дара жағдайы белгили рычаг қәдеси болып табылады. Бұл қәде өзиниң бир ноқаты дөгереегинде айлана алатуғын рычагтың тең салмақлықта тұрыуын анықлайды.

Денеге тәсир ететуғын күштің моменти менен ұсы күш тәрепінен денени айландырыуда исленген жұмыс арасында әпиуайы байланыс бар. Көшерде дөгереегинде денени шексиз киши $d\omega$ мүйешине бурғанда \mathbf{F} күши тәрепінен исленген жұмыс (4-сүүрет) A ноқатының орын алмастырыуы $dS = r d\omega$ менен қозғалыс бағытындағы күштің құраушысы $F_s = F \sin \theta$ тиң көбеймесине тең:

$$F_s ds = Fr \sin \theta d\omega = K_z d\omega.$$

Бизлер көшерге салыстырғандағы күш моментиниң ұсы күш тәрепінен исленген жұмыстың бирлик мүйешлик ауысыуға қатнасына тең екенлигин көреміз. Екинши тәрептен дене үстинен исленген жұмыс оның потенциал энергиясының кемейиуіне тең. Сонлықтан $K_z d\omega = -dU$. Буннан

$$K_z = -\frac{dU}{d\phi}.$$

Солай етип, кери белгиси менен алынған күш моменти потенциал энергияның берилген көшер дөгереегиндеги айланыу мүйеши бойынша алынған тууындысына тең. Усы жағдай хәм дене илгерилемели қозғалғандағы ұсы денеге тәсир ететуғын күшлердің қосындысы менен потенциал энергияның өзгерисин байланыстыратуғын $F = -\frac{dU}{dx}$ формуласы арасындағы ұқсаслықтың бар екенлигине кеуил бөлемиз.

Айланыушы денениң қозғалыс теңлемесиниң энергияның сақланыу нызамы менен сәйкес келетуғынлығын аңсат көрсетиуге болады. Толық энергия мынаған тең:

$$E = \frac{I\Omega^2}{2} + U.$$

Ал оның сақланыуы

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{I\Omega^2}{2} + U \right) = 0.$$

Функцияны дифференциаллау қадеси бойынша ийе боламыз:

$$\frac{dU}{dt} = \frac{dU}{d\phi} \frac{d\phi}{dt} = -K_z \Omega.$$

Туұынды $\frac{d}{dt} \Omega^2 = 2 \Omega \frac{d\Omega}{dt}$. Бул аңлатпаларды жоқарыдағы аңлатпаға қойып хәм улыўмалық Ω көбейтиўшисине бөлип бизге таныс болған $I \frac{d\Omega}{dt} = K_z$ теңлемесин аламыз.

15-параграфтың ақырында туйық системадағы импульс моментиниң сақланыў нызамы хәм кеңисликтің изотропиясы арасында байланыстың бар екенлиги ҳаққында айтылған еди. Усындай байланыстың бар екенлигин анықлау системадағы тәсир етиўши күшлердиң моментлериниң қосындысының нолге тең болыўы тутасы менен қәлеген мүйешлерге бурыўда туйық системаның қәсийетлериниң өзгермей қалатуғынлығының нәтийжеси болып табылатуғынлығының дәлилине алып келинеди (яғный бул система қатты дене болып табылатуғын болса). Егер $\frac{dU}{d\phi} = -K_z$ қатнасын системаның ишки потенциал энергиясына қолланатуғын болсақ (K_z деп системаның барлық бөлекшелерине тәсир ететуғын күшлердиң моментлерин түсинемиз), онда туйық системаны қәлеген көшердиң дөгерегинде қәлеген мүйешке бурғандағы потенциал энергияның өзгермей қалатуғынлығы ҳақыйқатында да күшлердиң моментлериниң нолге тең екенлигин билдиреди.

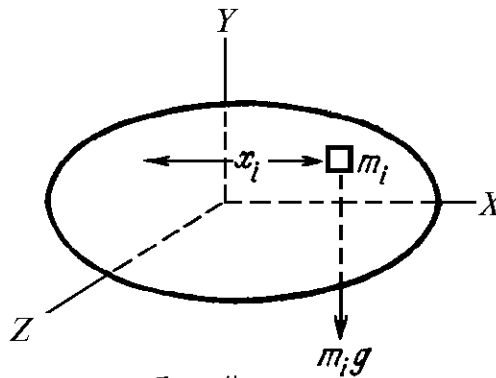
§ 29. Тең тәсир етиўши күш

Егер қатты денеге көп сандағы күшлер тәсир ететуғын болса, онда бул денениң қозғалысы тек усы күшлердиң қосындысынан хәм сол күшлердиң моментлериниң қосындысынан ғәрезли болады. Бул жағдай денеге тәсир етиўши күшлердиң қосындысын бир күш пенен алмастырыўға мүмкиншилик береді. Бул бир күшти тең *тәсир етиўши күш* деп атайды. Шамасы хәм бағыты бойынша тең тәсир етиўши күш барлық күшлердиң қосындысына тең. Ал бул тең тәсир етиўши күштиң түсирилген ноқаты усы тең тәсир етиўши күштиң моменти барлық күшлердиң моментлериниң қосындысына тең болатуғындай етип сайлап алынады.

Усындай жағдайлардың ең әхмийетлилериниң бири өз-ара параллель болған күшлерди қосыў болып табылады. Буған қатты денениң барлық бөлимлерине тәсир ететуғын салмақ күшин жатқарыўға болады.

Қандай да бир қатты денени қараймыз хәм ықтыярлы түрде сайлап алынған горизонт бағытындағы көшерге салыстырғандағы салмақ күшлериниң толық моментин анықлаймыз (5-сүўреттеги Z көшери). Қатты денеде алынған m_i элементине тәсир етиўши күш $m_i g$ ға тең, ал усы күштиң ийини m_i элементиниң x_i координатасы болып табылады. Сонлықтан барлық күшлердиң қосынды моменти мынаған тең:

$$K_z = m_1 g x_1 + m_2 g x_2 + \dots$$



5-сүрөт

Тең тәсир етиүши күш шамасы жағынан денениң толық салмағына тең $(m_1+m_2+\dots)g$. Егер усы күш түскен ноқаттың координатасын X арқалы белгилесек, онда сол момент K_Z мына түрде жазылады:

$$K_Z = (m_1+m_2+\dots)gX.$$

Еки аңлатпаны теңлестирсек

$$X = \frac{m_1x_1 + m_2x_2 + \dots}{m_1 + m_2 + \dots}$$

формуласын аламыз. Бул денениң инерция орайының x координатасы болып табылады.

Солай етип биз денеге тәсир етиүши барлық салмақ күшлериниң қосындысын оның инерция орайына түсірилген денениң толық салмағына тең күш пенен алмастырыудың мүмкин екенлигин көрдик. Усыған байланысly денениң инерция орайын денениң салмақ орайы деп те атайды.

Егер күшлердиң қосындысы нолге тең болмайтуғын болса, онда параллель күшлердиң системасын бир тең тәсир етиүши күшке алып келиү мүмкин емес. Күшлердиң бундай жыйнағының тәсири шамасы бойынша бирдей, ал бағыты бойынша қарама-қарсы еки күш болған қос күшке алып келиниүи мүмкин. Усындай еки күштиң тәсир етиү бағытына перпендикуляр болған Z көшерине салыстырғандағы моментлериниң қосындысы K_Z еки күшлердиң бағытлары арасындағы қашықтық h (қос күштиң ийини) пенен F шамаларының көбеймесине тең:

$$K_Z = Fh.$$

Қос күштиң денениң қозғалысына тәсири тек ғана усы қос күштиң моментинен ғарезли.

§ 30. Гироскоп

27-параграфта биз денениң импульс моменти L_z тиң айланыү көшерине түсірилген проекциясын таптық. Бекитилген айланыү көшерине ийе дене ушын L векторының тек сол проекциясы ғана әхмийетке ийе. Оның айланыүдың мүйешлик тезлигинен әпиұайы түрдеги ғарезлилиги ($L_z = I\Omega$) барлық қозғалыслардың да жүдә әпиұайы болатуғынлығына алып келеди.

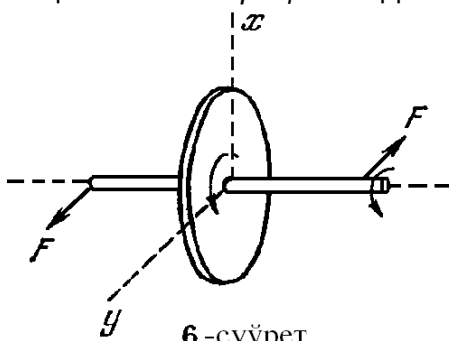
Егер айланыү көшери бекитилмеген болса, онда L векторының барлық құраўшыларын хәм олардың мүйешлик тезлик векторы Ω дан ғарезлилигин қарап шығыү зәрүр болады. Бирақ бул ғареззлилик құрамалы характерге ийе болады: L векторының құраўшылары Ω векторының құраўшыларының сызықты функциялары

болады, бірақ улыўма жағдайларда бұл векторлардың бағытлары ҳәр қыйлы. Бұл жағдай денениң қозғалысын әдеўир қурамаластырады.

Биз бұл жерде тек *гироскоп* деп аталыўшы денениң бир мысалын келтиремиз: гироскоп еркин бағытланатуғын көшерге ҳәм усы көшерге қарата симметрияға ийе болады ҳәм өзиниң геометриялық көшери дөгерегинде үлкен тезликте айналады.

Бундай айланыста момент векторы \mathbf{L} де (мүйешлик тезлик векторы $\boldsymbol{\Omega}$ сыяқлы) денениң көшери бағытында бағытланған болады. Бұл симметриялық көз-қараслардан-ақ түсиникли: бундай дене көшерге қарата симметрияға ийе болғанлықтан \mathbf{L} векторы бағытланғандай басқа белгили бир бағыт жоқ.

Гироскопқа сырттан күшлер тәсир етпесе оның көшери кеңисликтеги бағытын сақлайды: моменттиң сақланыў нызамы бойынша \mathbf{L} векторының бағыты да, шамасы да өзгериссиз қалады. Егер гироскопқа сырттан күшлер тәсир ететуғын болса, онда оның көшери аўыса баслайды. Атап айтқанда гироскоптың тап усындай қозғалысы бизди қызықтырады; бундай қозғалысты *прецессия* деп аталады.



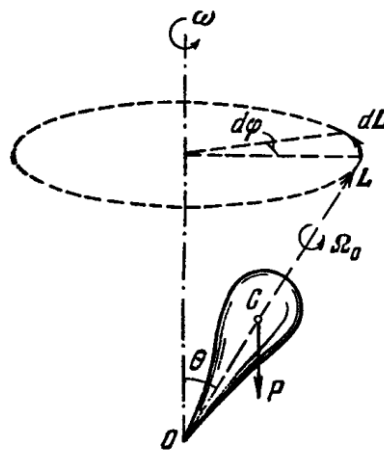
6-сүүрет

Гироскоптың көшериниң бағытының өзгериси оның басқа көшер дөгерегиндеги айланысын тәмийинлейди. Сонлықтан қосынды мүйешлик тезлик векторы енди денениң геометриялық көшери бағытында болмайды. Соның менен бирге усы (геометриялық) көшер менен момент векторы \mathbf{L} де параллель болмай қалады (соның менен $\boldsymbol{\Omega}$ векторы да). бірақ гироскоптың тийкарғы айланысының тезлиги үлкен ҳәм сыртқы күшлер онша үлкен емес болса, онда гироскоптың көшериниң бурылыў тезлиги салыстырмалы үлкен болмайды ҳәм $\boldsymbol{\Omega}$ векторы, ал соның менен бирге \mathbf{L} векторы да бағыты бойынша гироскоптың көшерине жақын болады. Сонлықтан \mathbf{L} векторының өзгерисин биле отырып биз гироскоптың қалай қозғалатуғынлығын шама менен биле аламыз. Моменттиң өзгериси

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = \mathbf{K}$$

теңлемеси бойынша анықланады, бұл жерде \mathbf{K} арқалы денеге тәсир етиўши күшлердиң моменти белгиленген.

Мысал ретинде мейли гироскоптың көшерлериниң ушларына (6-сүүреттеги z көшери) yz тегислигинде тәсир ететуғын " z " қос күши түсирилсин. Бундай жағдайда қос күштиң моменти \mathbf{M} x көшери бағытында бағытланған, $\frac{d\mathbf{L}}{dt}$ туйындысы да усы тәрепке бағытланған. Басқа сөз бенен айтқанда \mathbf{L} моменти, ал оның менен бирге гироскоптың көшери де x көшери бағытында бурылады.



7-сүрөт

Солай етип гироскопқа базы бир күш түсирилгенде гироскоптың көшери усы күштин бағытына перпендикуляр бағытта бұрылады екен.

Гироскопқа өзинің төменгі нокатында сүйенип тұрған зырылдауық (волчок) мысал бола алады (зырылдауықтың сүйенип тұрған нокатына сүйкелісин есапқа алмаймыз). Зырылдауық барлық ўақытта да төмен қарай бағытланған салмақ күшінің тәсирінде болады. Бұл күш зырылдауықтың салмағы $P=Mg$ ға (M арқалы оның массасы белгиленген) тең хәм оның салмақ орайына түсирилген (7-сүрөттегі C нокаты). O нокатына салыстырғанда бұл күштин моментинің шамасы $K = P \cdot l \cdot \sin \theta$ (l арқалы OC қашықтығы, θ вертикаль бағыт пенен зырылдауықтың көшери арасындағы мүйеш белгиленген), ал бағыты зырылдауықтың көшери хәм вертикаль бағытлар жататуғын тегисликке перпендикуляр. Усы моменттин тәсирінде L векторы (соның менен бирге зырылдауықтың көшери де) шамасы бойынша өзгермей қалып хәм вертикаль бағыт пенен тұрақлы θ мүйешинде айланады, яғнай усы бағыт дөгерегинде конустық бет бойынша айланбалы қозғалады.

Зырылдауықтың прецессиясының мүйешлик тезлигин аңсат есаплаўға болады. Бұл мүйешлик тезликти ω арқалы белгилеймиз (усыған байланыслы өзинің меншикли көшери дөгерегиндегі зырылдауықтың айланыўының мүйешлик тезлигин Ω_0 арқалы белгилеймиз.

Шексиз киши dt ўақыт аралығында L векторы горизонталлық тегисликте жататуғын $dL=Kdt$ перпендикуляр өсим алады. Бұл шаманы усы тегисликке түсирилген L векторының проекциясына бөлип усы проекция dt ўақыты ишинде бұрылатуғын $d\omega$ мүйешин аламыз:

$$d\omega = \frac{K}{L \sin \theta} dt.$$

$d\omega/dt$ туўындысы прецессияның биз излеген тезлиги болып табылады. Солай етип

$$\omega = \frac{K}{L \sin \theta}.$$

Бул аңлатпаға $K = Mgl \sin \theta$ хәм $L = I\Omega_0$ ты қойсақ кейинги аңлатпаны аламыз:

$$\frac{Kgl}{I\Omega_0}$$

Зырылдауықты жеткиликли дәрежеде тез айланады деп есаплағанымызды еске түсиремиз. Енди биз усы шәртти айқынластыра аламыз: $\Omega_0 \gg \omega$ шәртинің орынланыўы керек.

$$\frac{\omega}{\Omega_0} = \frac{Kgl}{I\Omega_0^2}$$

болғанлықтан биз зырылдауықтың салмақ майданындағы потенциал энергиясы ($Mgl \cos\theta$) оның кинетикалық энергиясынан ($I\Omega^2/2$) киши болыуы керек.

§ 31. Инерция күшлери

Усы ўақытларға шекем биз инерциаллық есаплаў системаларына салыстырғандағы денелердің қозғалыстарын қарадық. Тек 23-параграфта ғана тезлениўши илгерилемели қозғалыстағы есаплаў системасы ҳаққында гәп етилди (тезлениўши қозғалатуғын ракета). Ракета менен бирге қозғалыўшы бақлаўшының көз-қарасы бойынша системаның инерциаллық емеслиги бир текли салмақ майданына эквивалент болған күш майданының пайда болыуы сыпатында қабыл етиледі.

Инерциал емес есаплаў системаларында пайда болатуғын қосымша күшлер улыўма түрде *инерция күшлери* деп аталады. Бундай күшлердің өзине тән өзгешеликлериниң бири усы күшлер тәсир ететуғын денелердің массаларына пропорционаллығы болып табылады. Атап айтқанда тап усы қәсийет инерция күшлери менен салмақ күшлери арасында уқсаслық пайда етеди.

Енди айланыўшы системаға салыстырғанда қозғалыстың қалай жүзеге келетуғынлығын хәм бундай жағдайда пайда болатуғын инерция күшлериниң қандай екенлигин қараймыз. Жердің өзи усындай есаплаў системасына мысал бола алады. Өз көшери дөгерегинде суткалық айланысының салдарынан Жер менен байланысқан есаплаў системасы инерциаллық емес есаплаў системасы болып табылады. Тек ғана Жердің өз көшери дөгерегинде айланыўшының әстелигиниң салдарынан пайда болатуғын инерция күшлери салыстырмалы хәлсиз.

!пиўайылық ушын Ω мүйешлик тезлиги менен тең өлшеўли айланыўшы диск есаплаў системасы болсын деп көз алдымызға келтирейик хәм дисктиң шети менен тең өлшеўли қозғалыўшы бөлекшени қараймыз. Усы бөлекшениң дискке салыстырғандағы тезлигин $v_{ие}$ деп белгилейик ("ие" индекси есаплаў системасының инерциаллық емес екенлигин билдиреди). Усы бөлекшениң қозғалмай тұрған бақлаўшыға салыстырғандағы тезлигин v_i деп белгилейик (бул жерде "и" индекси инерциаллық есаплаў системаға салыстырғандағы тезликти билдиреди). Бул v_i тезлиги $v_{ие}$ тезлиги менен дисктиң шетиниң тезлигиниң қосындысына тең. Бул тезлик өз гезегинде Ωr ге тең (r арқалы дисктиң радиусы белгиленген). Сонлықтан

$$v_i = v_{ие} + \Omega r.$$

Бөлекшениң инерциаллық есаплаў системасына салыстырғандағы w_i тезлениўин аңсат анықлаўға болады. Бөлекше радиусы r болған шеңбер бойынша v_i тезлиги менен тең өлшеўли қозғалатуғын болғанлықтан

$$w_i = \frac{v_i^2}{r} = \frac{v_{ие}^2}{r} + 2\Omega v_{ие} + \Omega^2 r.$$

Бул тезлениўди бөлекшениң массасы m ге көбейтсек инерциал есаплаў системасындағы бөлекшеге тәсир етиўши күш "и" ти табамыз:

$$F = mw_i.$$

Енди дискте отырған бақлаўшының хәм сонлықтан дискти қозғалмайды деп есаплайтуғын бақлаўшының көз-қарасы бойынша қозғалыстың қалай жүзеге

келетуғынлығын қараймыз. Оның ушын да бөлекше радиусы r болған шеңбер бойынша тең өлшеулі қозғалады, бірақ оның тезлиги $v_{ие}$ ке тең. Сонлықтан бөлекшениң тезлениуі дискке салыстырғанда

$$w_{ие} = \frac{v_{ие}^2}{r}$$

шамасына тең хәм дисктиң орайына қарай бағытланған. Дискти қозғалмайды деп есаплап бақлаушы $w_{ие}$ ти бөлекшениң массасына көбейтеди хәм алынған

$$F_{ие} = mw_{ие}$$

күшин бөлекшеге тәсир етиуіш күш деп есаплайды.

$$w_{ие} = w_{и} - 2\Omega v_{ие} - \Omega^2 r$$

екенлигин аңлап хәм $mv_{и} = F$ екенлигин есапқа алып

$$F_{ие} = F - 2m\Omega v_{ие} - m\Omega^2 r$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Солай етип айланыушы есаплай системасында бөлекшеге "хақыйқый" F күшинен басқа еки қосымша $-m\Omega^2 r$ хәм $-2m\Omega v_{ие}$ күшлериниң тәсир ететуғынлығын көремиз. Инерция күшлериниң бириншисин *орайға умтылыушы* күш деп, ал екиншисин *Кориолис күши* деп атаймыз. "Минус" белгилери усы еки күштиң де дисктиң айланыу көшеринен сыртқа қарай бағытланғанлығын көрсетеди.

Орайдан қашыушы күш $v_{ие}$ тезлигинен ғәрезли емес. Басқа сөз бенен айтқанда бундай күш бөлекше дискке салыстырғанда қозғалмаса да бар болады. Есаплай системасының айланыу көшеринен r қашықлығында тұрған бөлекшеге тәсир етиуіш бундай күш барлық ўақытта да $m\Omega^2 r$ ге тең хәм айланыу көшеринен баслап радиустың бағытында бағытланған.

Орайдан қашыушы күш түсиниги менен бирге биз орайдан қашыушы майданы күшлериниң потенциал энергиясы сыпатында орайдан қашыушы энергия түсинигин де киргизиуимиз мүмкин. Күш пенен потенциал энергияны байланыстырыушы улыўмалық формуладан

$$\frac{dU_{орайданкаш}}{dr} = m\Omega^2 r$$

хәм буннан

$$U_{орайданкаш} = - \frac{m\Omega^2 r^2}{2} + \text{const.}$$

Ықтыярлы турақлыны нолге тең етип алыу тәбийий. Бундай жағдайда потенциал энергия жерде орайдан қашыушы күш нолге тең болған айланыу көшеринен баслап есапланады ($r=0$).

Орайдан қашыушы күш арнайлы түрде қурылған центрифугаларда жүдә үлкен мәнислерге шекем жетиуі мүмкин. Жер бетинде бул күштиң мәниси үлкен емес. Бул күштиң шамасы экваторда ең үлкен мәниске ийе. Бул жерде массасы 1 г болған бөлекше ушын (Жердиң радиусы $R = 6.3910^8$ см)

$$m\Omega^2 r = 19 \left(\frac{2\pi}{24 \cdot 60 \cdot 60} \right)^2 9 \cdot 6.3910^8 \text{ дин} = 3.3 \text{ дин.}$$

Бул күш денениң хәр бир граммының салмағын 3.3 динаға кемейтеди, яғный денениң салмағын шама менен 0.3 % ке кемейтеди.

Екинши инерция күши болған Кориолис күши өзиниң характери бойынша биз усы ўақытқа шекем танысқан күшлерден айрылады. Бул күш тек (берилген есаплай системасына салыстырғанда) қозғалыушы денелерге тәсир етеди хәм усы қозғалыстың тезлигине ғәрезли. Соның менен бирге бул күш бөлекшениң есаплай

системасына салыстырғандағы аўхалына ғәрезсиз болып шықты. Биз жоқарыда көрген мысалда шамасы жағынан ол $2m\Omega v_{ие}$ ке тең хәм бағыты бойынша дисктиң айланыў көшеринен сыртқа қарай бағдарланған. Улыўма жағдайларда ықтыярлы $v_{ие}$ тезлиги менен айланыўшы есаплаў системасына салыстырғанда қозғалыўшы бөлекшеге тәсир етиўши инерцияның кориолис күши мынаған тең:

$$2m[v_{ие}\Omega].$$

Басқа сөз бенен айтқанда бул күш айланыў көшерине хәм бөлекшениң тезлигине перпендикуляр хәм шамасы бойынша $2mv_{ие}\Omega\sin\theta$ ға тең (θ арқалы Ω менен $v_{ие}$ арасындағы мүйеш белгиленген). $v_{ие}$ тезлигиниң бағыты қарама-қарсы бағытқа өзгергенде Кориолис күшиниң де бағыты қарама-қарсы бағытқа өзгереді.

Кориолис күшиниң бағыты барлық ўақытта да бөлекшениң тезлигиниң бағытына перпендикуляр болғанлықтан ол бөлекшениң үстинен ҳеш қандай жұмыс ислемайди. Басқа сөз бенен айтқанда Кориолис күши тек бөлекшениң қозғалысының бағытын өзгертеди, бирақ қозғалыс тезлигиниң шамасын өзгертпейди.

Жер бетинде тәсир етиўши Кориолис күшиниң шамасы жүдә киши болса да, ол базы бир эффектлердиң жүзеге келиўине алып келеди. Усы күштиң тәсир етиўине байланысly еркин түсиўши дене дәл вертикаль бойынша қозғалмайды, ал шығыс тәрепке аўысады. Бирақ бул аўысыўдың шамасы үлкен емес. Мысалы 60° кеңликте 100 м бийикликтен қулап түсиўши денениң аўытқыўы шама менен 1 см ге тең.

Бир ўақытлары Жердиң суткалық айланысының дәлиллериниң бири болған Фуко маятникниң тербелисиниң өзгешеликлери де Кориолис күшине байланысly. Егер Кориолис күши болмағанда Жерге салыстырғандағы маятниктиң тербелис тегислигиниң бағыты өзгермеген болар еди. Бул күштиң тәсиринде вертикаль бағыттың дөгерегинде тербелис тегислиги $\Omega\sin\theta$ мүйешлик тезлиги менен айналады (Ω Жердиң айланыўының мүйешлик тезлиги, - арқалы маятникти илдирилип қойылған ноқаттың кеңлиги белгиленген).

Кориолис күши метеорологиялық қубылысларда үлкен орынды ийелейди. Мысалы егер Жер өз көшери дөгерегинде айланбағанда тропиклерден экваторға қарап есиўи керек болған пассатлар деп аталыўшы самал арқа ярым шарда арқадан түсликке қарап, ал түслик ярым шарда түсликтен арқаға қарай ескен болар еди. Кориолис күшиниң тәсиринде бул самаллар батысқа қарай аўысады.

IV БАП

ТЕРБЕЛИСЛЕР

§ 32. Гармоникалық тербелислер

Биз 13-параграфта потенциал шуқырдағы бөлекшениң бир өлшемли қозғалысының дәўирли болатуғынлығы, яғный бирдей ўақыт аралығында қайталанатуғынлығын көрдик. Қозғалыс қайтадан қайталанатуғын сондай ўақыт аралығын *қозғалыстың дәўири* деп атаймыз. Егер T қозғалыс дәўири болатуғын

болса, онда t хәм $t+T$ ўақыт моментлеринде бөлекше бирдей аўхалда хәм бирдей тезликке ийе болады.

Дәўирге кері болған шама *жйиулик* деп аталады. ν арқалы белгиленетуғын жйиулик

$$\nu = \frac{1}{T}$$

бир секундта қозғалыстың неше рет қайталанатуғынлығын көрсетеди. Демек бул шама *1/сек* өлшемине ийе. *1 сек* дәўирге сәйкес келиўши жйиуликти өлшеўдиң бирлиги *герц (гц)* деп аталады: $1 \text{ гц} = 1 \text{ сек}^{-1}$.

Әлбетте, гармоникалық қозғалыстың оғада көп сандағы түрлери бар. Тригонометриялық функциялар болған синус пенен косинустың ең әпиўайы дәўирлик функциялар екенлигин билемиз. Сонлықтан материаллық ноқаттың координаталары

$$x = A \cos(\omega t + \alpha)$$

нызамы бойынша өзгеретуғын қозғалыс ең әпиўайы дәўирли қозғалыс болып табылады. Бул аңлатпада A , ω , α арқалы базы бир тұрақлы шамалар белгиленген. Усындай дәўирли қозғалыс *гармоникалық тербелмели қозғалыс* деп аталады.

A хәм ω шамалары әпиўайы физикалық мәниске ийе. Косинустың дәўири 2π ге тең болғанлықтан қозғалыс дәўири T ω шамасы менен былай байланысқан

$$T = \frac{2\pi}{\omega}.$$

Бул жерде ω ның $\frac{1}{2}$ шамасынан 2π көбейтйўшиси менен айырмасының бар екенлиги көринип тұр. ω шамасын *цикллық жйиулик* деп атайды. Физикада тербелислердиң характеристикасы ретинде әдетте усы шамадан пайдаланады хәм усы шаманы тек жйиулик деп те атайды.

Косинустың ең үлкен мәниси бирге тең болғанлықтан x координатасының максималлық мәниси A ға тең. Бул максималлық мәнис *тербелистинң амплитудасы* деп аталады. x шамасы $-A$ дан $+A$ ға шекем өзгереді.

Косинустың аргументи $\omega t + \alpha$ тербелислердиң фазасы деген атқа ийе; α дәслепки фаза болып табылады ($t=0$ моментиндеги).

Бөлекшениң тезлиги мынаған тең:

$$v = \frac{dx}{dt} = -A\omega \cos(\omega t + \alpha).$$

Бизлер тезликтинң де гармоникалық нызам бойынша өзгеретуғынлығын көремиз (тек ғана косинустың орнында синус тұр). Бул аңлатпаны

$$v = A\omega \cos\left(\omega t + \alpha + \frac{\pi}{2}\right)$$

түринде жазып тезликтинң өзгерисиниң координатаның өзгерисинен $\frac{\pi}{2}$ шамасына ғалға кететуғынлығын" көремиз. Тезликтинң амплитудасы аўысыў амплитудасы менен жйиулик ω ның көбеймесине тең.

Енди бөлекшениң гармоникалық тербелиси ушын оған қандай күштиң тәсир етиўиниң кереклигин анықлаймыз. Соның ушын усындай қозғалыстағы бөлекшениң тезлениўин анықлаймыз:

$$\varpi = \frac{dv}{dt} = -A\omega^2 \cos(\omega t + \alpha).$$

Бул шама да бөлекшениң координатасының өзгеретуғын нызамы бойынша өзгереді (бирақ фазасы бойынша π ге айрылады). ϖ ны бөлекшениң массасына

көбейтип хәм $A \cos (\omega t + \alpha) = x$ екенлигин есапқа алып күш ушын төмендегидей аңлатпаны аламыз:

$$F = -m\omega^2 x.$$

Солай етип бөлекшениң гармоникалық тербелиўи ушын усы бөлекшеге тәсир етиўши күштиң шамасы бөлекшениң аўысыўына пропорционал, ал бағыты бойынша усы аўысыўға қарама-қарсы болыўы керек екен. Әпиўайы мысал: созылған (ямаса қысылған) пружина тәрәпинен денеге тәсир етиўши күш усы пружинаның узарыўына (ямаса қысқарыўына) туўры пропорционал хәм пружинаның өзиниң нормал узынлығына қайтыў бағытында болады. Бундай күшти *қайта тиклеўши күш* деп атайды.

Жоқарыда тәрийипленгендей күштиң бөлекшениң аўхалынан (ийелеген орнынан) ғәрезлилиги физикалық мәселелерди шешкенде жүдә жийи ушырасады. Егер қандай да бир дене орнықты тең салмақтық аўхалда турған болса (бул $x=0$ ноқаты болсын) хәм кейнинен бул денени бир тәрәпке (ямаса қарама-қарсы тәрәпке) аўыстырсақ, онда усы денени дәслепки орнықты тең салмақтық аўхалына қайтарыўшы F күши пайда болады. Денениң аўхалының функциясы x сыяқты $F = -kx$ күши де координата басы менен кесисетуғын базы бир иймеклик пенен тәрийипленеди: $x=0$ ноқатында $F=0$, ал усы ноқаттың бир бирине қарама-қарсы тәрәплеринде күш хәр қыйлы белгилерге ийе. Координата x тың үлкен емес мәнислериниң интервалында бул кесинди жуўық түрде туўры сызықтың кесиндиси сыпатында қабыл етилиўи мүмкин. Демек бундай жағдайда күш аўысыў x қа пропорционал болады. Солай етип дене тең салмақтық аўхалынан азмаз аўыстырылған болса хәм буннан кейин усы дене өзінше қалдырылса, онда усы дене өзиниң тең салмақтық халына қайтқанда гармоникалық тербелислер пайда болады.

Денелер өзлериниң тең салмақтық аўхалынан киши аралықларға аўысатауғын қозғалыслар *киши тербелислер* деп аталады. Биз киши тербелислердиң гармоникалық тербелислер болатуғынлығын көрдик. Бундай тербелислердиң жийиликлери күш пенен аўысыў арасындағы байланысты тәрийиплейтуғын денени бекитиўдиң қаттылығына ғәрезли. Егер күш хәм аўысыў арасында

$$F = -kx$$

түриндеги байланыс болса (k арқалы *қаттылық* деп аталатуғын базы бир коэффициент белгиленген), онда бул күшти гармоникалық тербелистеги $F = -m\omega^2 x$ аңлатпасы менен салыстырып тербелис жийилигиниң

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$$

ге тең екенлигине ийе боламыз. Буннан жийиликтиң тек ғана тербелиўши системаның қәсийетлеринен (денени бекитиўдиң қаттылығы хәм усы денениң массасы) ғәрезли екенлигин көремиз. Жийилик тербелис амплитудасынан ғәрезсиз екен. Бирдей денелер хәр қыйлы амплитудалар менен тек бирдей жийиликлерде тербеледи. Бул киши тербелислердиң ең аҳмийетли қәсийети болып табылады. Ал тербелис амплитудасы болса тербелиўши системаның қәсийети бойынша емес, ал оның қозғалысының басланғыш шәртлерине байланыслы (яғный системаны тынышлық халдан шығарыўшы басланғыш $F_{\text{түрткиге}}$ байланыслы). %3 өзине

қойылған системаның басланғыш түрткінің салдарынан басланған тербеліслері *меншикли тербеліслер* деп аталады.

$$\frac{dU}{dx} = -F = kx$$

екенлігін еске түсіріп тербеліуіші бөлекшениң потенциал энергиясын аңсат табыуға болады. Жоқарыдағы аңлатпадан

$$U = \frac{kx^2}{2} + \text{const.}$$

Тең салмақтық халда ($x=0$) потенциал энергия нолге тең деп есапласақ, онда

$$U = \frac{kx^2}{2}$$

екенлігине ийе боламыз. Бұл жерде потенциал энергияның ауысуының квадратына пропорционал екенлігі көреміз.

Потенциал энергияны кинетикалық энергия менен қосып тербеліуіші бөлекшениң толық энергиясын аламыз:

$$E = \frac{mv^2}{2} + \frac{kx^2}{2} = \frac{mA^2\omega^2}{2} \sin^2(\omega t + \alpha) + \frac{mA^2\omega^2}{2} \cos^2(\omega t + \alpha)$$

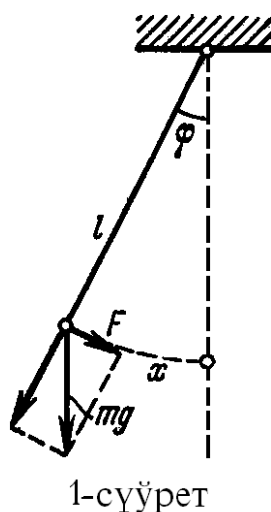
ямаса

$$E = \frac{mA^2\omega^2}{2}.$$

Солай етип толық энергия тербеліслер амплитудасының квадратына пропорционал екен. Ал кинетикалық хәм потенциаллық энергиялар $\sin^2(\omega t + \alpha)$ хәм $\cos^2(\omega t + \alpha)$ бойынша өзгереді, яғнай биреуі үлкейсе, екіншиси кемейеді. Басқа сөз бенен айтқанда тербеліс процессі дәуірлі түрде потенциал энергияның кинетикалық энергияға хәм қарама-қарсы өтиулерге байланысly екен. Тербеліс дәуірі ишіндегі потенциал хәм кинетикалық энергиялардың орташа мәніслері тұрақты хәм $E/2$ ге тең.

¶ 33. Маятник

Киші тербеліслердің мысалы ретінде математикалық маятникті қараймыз. Математикалық маятник деп Жердің салмақ майданында сабаққа илдирилген материаллық ноқатты айтамыз.



Маятникте тең салмақтық ауысуынан бастап бір - мүйешине ауыстырамыз және усындай жағдайлардағы маятникке әсер ететін күшті анықтаймыз. Маятникке әсер ететін ұлғымалық күш mg ға тең (m маятниктің массасы, g еркін түсіу тезленіуі). Бұл күшті біз екі құраушыға жіктейміз (1-сұрет): біреуі сабақ бойынша әсер етеді, екіншісі оған перпендикуляр. Біріншісі сабақтың кериуі менен компенсацияланады, екіншісі маятникте қозғалысқа келтиреді. Бұл құраушының мәнісі мынаған тең:

$$F = -mg \sin \alpha.$$

Киші тербелістерде - мүйеші кіші. Сондықтан $\sin \alpha$ - дің мәнісі шама менен - дің өзіннің мәнісіне тең. Сондықтан $F \approx -mg \cdot x/l$. Арқалы маятниктің ұзындығы белгіленсе l - көбейтпесі материаллық нүкте өткен жол x болып табылады және F күшін мына түрде жаза аламыз:

$$F = -\frac{mg}{l}x.$$

Бұл жерде маятниктің кіші тербелістеріндегі қаттылық коэффициентінің $\frac{mg}{l}$ ге тең екенлігі көрініп тұр. Сондықтан маятниктің тербеліс жиілігі мынаған тең:

$$\omega = \sqrt{\frac{g}{l}}.$$

Маятниктің тербелісінің дәуірі

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}.$$

Дәуірі $T=1$ сек болған маятниктің ұзындығы $l = 24.8$ см ге тең (еркін түсіу тезленіуінің стандарт мәнісі үшін).

Маятниктің дәуірінің оның ұзындығы менен еркін түсіу тезленіуіне ғарезілігі өлшем бірліктері көз-қарасы бойынша көз-қараслардан да әпйұайы түрде анықланыуы мүмкін. Біздің қолымызда берілген механикалық системаны тәріпйіплетуғын өлшем бірліктері

$$[m] = \text{г}, \quad [l] = \text{см}, \quad [g] = \text{см/сек}^2.$$

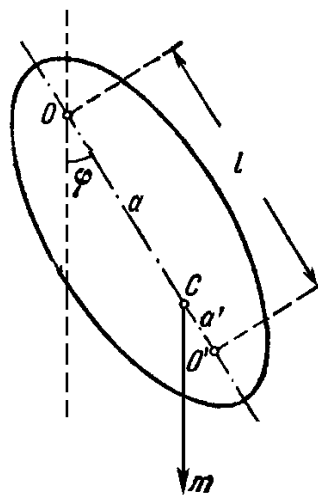
болған m , l , g шамалары бар. Тек ұсы шамалардан ғана дәуір T ғарезлі болыуы керек. Бұл шамалар ишінде g өлшеміне тек m ийе, ал ізленип атырған дәуір $[T]=\text{сек}$ g ға ийе емес. Буннан T ның m нен ғарезлі емес екенлігі өз-өзінен түсинікли. Қалған екі l және g шамаларынан T да жоқ болған см өлшемин жоқ қылуға болады. Бунның ұшын l/g қатнасын аламыз. Ақырында l/g дан квадрат түбір шығарсақ біз сек өлшемин аламыз. Қала берсе жоқарыдағы талқылаулардан сек ты пайда етудің бұл бірден-бір жолы екенлігін көреміз. Усы айтылғанларға байланыссы біз T ны $\sqrt{l/g}$ ға пропорционал болыуы керек деп тастыйықлай аламыз. Бірақ пропорционаллық коэффициенттің санлық мәнісін ұсындай жоллар менен анықлай алмаймыз.

Біз ұсы ұақытқа шекем материаллық нүктедің тербелістері сыпатында кіші тербелістер ғақында гәп еттік. Бірақ біз алған нәтижелер әдеуір құрамалырақ болған системалардың тербелістері ұшын да орынланады.

Мысал ретінде горизонталлық көшер дөгерегінде айлана алатуғын қатты дененің тербелісін қараймыз. Бундай денені *физикалық маятник* деп атаймыз.

Біз 28-параграфта айланыушы денелердің қозғалыс нызамларының материаллық нүктелердің қозғалыс нызамларынан формаллық жақтан

айрылмайтуғынлығын көрдик. Координатаның орнын денениң бұрылыу мүйеши -, массаның орнын денениң инерция моменти I (айланыу көшерине салыстырғанда), ал күш F тиң орнын күш моменти K_z ийелейди.



2-сұурет

Бұл жағдайда айланыу көшерине салыстырғандағы салмақ күшинің моменти $K_z = -mga \sin \varphi$ - (m денениң массасы, a арқалы оның салмақ орайы C менен айланыу көшери арасындағы қашықтық белгіленген, 2-сұуретте айланыу көшери O нокаты арқалы сұурет тегислигине перпендикуляр бағытта өтеди, - арқалы OC сызығының вертикаль бағыттан ауытқыуы белгіленген, минус белгиси K_z моментинің - мүйешин киширейтйге қарай бағдарланғанлығын билдиреди). Киши тербелислерде - мүйеши киши мәниске ийе хәм сонлықтан $K_z \approx -mg\varphi$. Бұл аңлатпаны материаллық нокаттың тербелиси жағдайындағы қайтарыушы күш $F = -kx$ пенен салыстырсақ қаттылық коэффициенті k ның орын енди mga шамасының ийелейтуғынлығын көремиз. Сонлықтан $\omega = \sqrt{k/m}$ формуласына сәйкес физикалық маятниктің тербелисинің жийилиги ушын мынадай формуланы жаза аламыз:

$$\omega = \sqrt{\frac{mga}{I}}.$$

Бұл аңлатпаны математикалық маятниктің жийилиги ушын жазылған формула ($\omega = \sqrt{g/l}$) менен салыстырсақ физикалық маятниктің қозғалысының қәсийетинің ұзынлығы

$$l = \frac{I}{ma}$$

болған математикалық маятниктің қозғалысының қәсийетлери менен бирдей болатуғынлығын көремиз. Бұл ұзынлықты физикалық маятниктің *келтирилген ұзынлығы* деп атаймыз.

$I = I_0 + ma^2$ деп жазып (I_0 арқалы маятниктің салмақ орайы арқалы өтетуғын горизонталлық бағыттағы көшерге салыстырғандағы инерция моменти белгіленген) келтирилген ұзынлықты

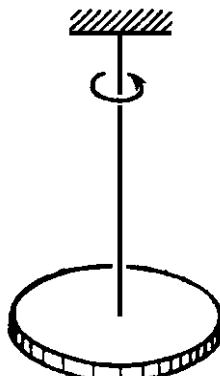
$$l = a + \frac{I_0}{ma}$$

деп жаза аламыз. Бұл аңлатпадан мынадай әхмийетли жуўмақ шығара аламыз: OC туўрысының бойында (2-сұурет) $OO' = l$ кесиндисин сайлап аламыз. Енди маятник O' нокаты арқалы өтетуғын көшерге бекитилген деп көз алдымызға келтирейик.

Усындай жоллар менен алынған жаңа маятниктің келтирилген ұзынлығы мынаған тең болады:

$$l' = a' + \frac{I_0}{ma'}.$$

Бирақ $a' = l - a = I_0/ma$. Солай етип бир биринен l қашықтықтарында тұрған көшерлерге бекитілген маятниктердің келтирилген ұзынлықтары (хәм сонлықтан) тербеліс дәуірлері бірдей болады екен.



3 - сүрөт

Енди ең ақырында серпимли сабақ пенен асып қойылған дисктің *айланбалы тербелісін* қараймыз (3-сүрөт). Буралғанда дискті дәслепки орнына қайтарыўға бағдарланған сабақтың серпимлилік күшлериниң моменти бурылыў мүйеши ϕ ге пропорционал: $K_z = -k\phi$ (ϕ арқалы сабақтың қәсийетине байланыслы болған тұрақлы коэффициент). Егер дисктің инерция моменти (оның орайына салыстырғандағы) I_0 болса, онда тербеліс жийилигі

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{I_0}}.$$

§ 34. Сөнийши тербеліслер

Усы ўақытқа шекем бизлер денелердің ҳеш қандай қарсылықсыз қозғалысларын хәм тербеліслерин қарадық. Бирақ егер қозғалыс қандай да бир сыртқы орталықта орын алатуғын болса, онда бұл орталық қозғалысты әстелетиўге қаратылған тәсир жасайды. Денениң қоршап алған орталық тәсирлесийи құрамалы процесс болып табылады. Бұл процесстиң ақыбетинде қозғалыўшы денениң энергиясы ақыр аяғында жыллылыққа айланады. Бундай қубылысты физикада *энергияның шашыраўы* ямаса *энергияның диссипациясы* деп атайды. Бұл процесс таза механикалық қубылыс болып та табылмайды хәм сонлықтан оны тереңирек изертлеў ушын физиканың басқа да бөлимлерин қолланыўға туўра келеди. Ал механикалық көз-қараслар бойынша қоршаған орталықтың тәсири белгили бир қосымша күшти киргизий менен анықланады. Бұл күш қозғалыстың жүзеге келийи менен пайда болады хәм барлық ўақытта қозғалысқа қарама-қарсы бағытланған. Бұл күшти *сүйкеліс күши* деп атаймыз. Жеткиликли дәрежедеги киши тезликлерде сүйкеліс күши тезликке пропорционал, яғный

$$F_{\text{сүйк}} = -bv.$$

Бұл жерде b арқалы қоршаған орталық пенен денениң тәсирлесийин тәрийиплейтуғын базы бир тұрақлы шама белгиленген, ал минус белгиси күштиң тезликтің бағытына қарама-қарсы бағытланғанлығын көрсетеди.

Усындай сүйкелістің тербелмелі қозғалысқа қалай тәсір ететұғынлығын анықтаймыз. Тербелістің бір дәуірі ішіндегі энергияның жоғалуы салыстырмалы киші болуы үшін сүйкеліс күшін киші деп есептейміз. Бұндай жағдайдағы дененің энергиясының жоғалуы сүйкеліс күші тәрепіннен іскенген жұмыс түрінде анықланады. dt уақыты ішінде іскенген жұмыс хәм соған сәйкес энергияның жоғалуы dE сүйкеліс күші $F_{\text{сүйк}}$ пенен дененің ауысуы $dx = vdt$ тең көбеймесіне тең:

$$dE = F_{\text{сүйк}} dx = -bv^2 dt.$$

Буннан

$$\frac{dE}{dt} = -bv^2 = -\frac{2b}{m} \frac{mv^2}{2}.$$

Сүйкеліс күші киші мәніске ийе деп болжаудан ұсы формуланы бір дәуір ішіндегі энергияның жоғалуының орташа мәнісін табуы үшін қолланыу мүмкін. Бұндай жағдайда кинетикалық энергия $\frac{mv^2}{2}$ ны оның орташа мәнісі менен алмастыруымыз керек. Биз 32-параграфта тербеліуші дененің кинетикалық энергияның орташа мәнісінің оның толық энергиясының ярымына тең екенлігін көрген едік. Сонлықтан былайынша жаза аламыз:

$$\frac{dE}{dt} = -2\gamma E.$$

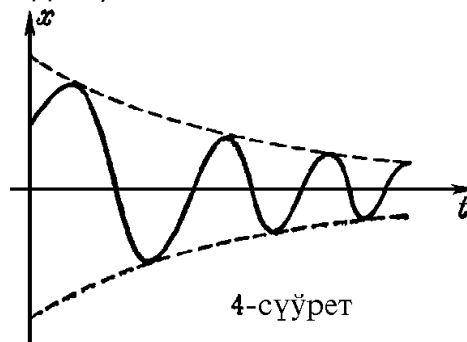
($\gamma = b/2m$). Биз бұл жерде энергияның кемейіу тезлігінің энергияның өзіне пропорционал екенлігін көреміз. Бұл аңлатпаны

$$\frac{dE}{E} = d(\ln E) = -2\gamma dt$$

түрінде көшіріп жазып $\ln E = -2\gamma t + \text{const}$ екенлігі аламыз. Буннан

$$E = E_0 e^{-2\gamma t}$$

екенлігіне ийе боламыз. Бұл жерде E_0 энергияның уақыттың басланғыш моментіндегі мәнісі ($t=0$ деги).



4-сүрөт

Солай етип сүйкеліске байланысly тербеліслер энергиясы экспоненциаллық нызам бойынша кемейеди екен. Энергия менен бирге тербеліслердің амплитудасы да кишірейеди. Энергия амплитуданың квадратына пропорционал болғанлықтан

$$A = A_0 e^{-2\gamma t}.$$

Амплитуданың кемейіу дәрежесі *сөніу коэффициенті* деп аталатуғын γ шамасы менен анықланады. $\tau = 1/\gamma$ уақыты ішінде амплитуда e мәртебе кишірейеди, бұндай уақыт тербеліслердің *жасау уақыты* деп аталады. Жоқарыда биз қабыл еткен сүйкеліс күшінің кишілігі τ дың дәуір $T=2\pi/\omega$ дан үлкен екенлігін нәзерде тұтады (яғнай тербеліслердің жасау уақытында көп сандағы $n = \tau$

/Т тербелісler орын алады). n ге кери болған шаманы сөниўдиң *логарифмлик декременти* деп атайды.

4-сүўретте

$$x = A \cos(\omega t + \alpha) = A_0 e^{-2\gamma t} \cos(\omega t + \alpha)$$

сөниўши тербеліслериндеги аўысыўдың ўақытқа ғәрезлиги көрсетилген. Пунктир сызық амплитуданың киширейиў барысын сәўлелендиреди.

Сүйкеліс тербеліслердиң жийилигине де тәсир етеди. Қозғалысты әстелендириў менен бирге сүйкеліс дәўирди үлкейтеди, яғный тербеліслердиң жийилигин киширейтеди. Бирақ киши тербеліслерде бундай өзгеріслер жүдә киши (сонлықтан да биз буны жоқарыда есапқа алмадық): жийиликтің салыстырмалы өзгерісиниң γ/ω шамасына пропорционал екенлигин көрсетиў мүмкин. Керисинше, үлкен сүйкеліслерде сезилерликтей әстелениў бақланады. Бундай жағдайда қозғалыстың сөниўи тербеліссиз жүзеге келеди. Бундай жағдайдағы сөниўди *дәўирли емес (апериодлы)* деп атайды.

§ 35. Мәжбүрий тербеліслер

Қәлеген ҳақыйқый тербелмели системада қандай да бир сүйкеліс процесси орын алады. Сонлықтан дәслепки түрткиниң нәтийжесинде пайда болған еркин тербеліслер ўақыттың өтиўи менен сөнеди.

Системада сөнбейтуғын тербеліслер қоздырыў ушын сүйкеліске байланыслы энергияның жоғалыўын компенсациялаў керек. Бундай компенсацияны энергияның сыртқы дереклери (тербелмели системаға салыстырғандағы) тәрепинен әмелге асырыў мүмкин. Системаға ўақытқа байланыслы базы бир ω жийилиги менен гармоникалық

$$F_{\text{сыртқы}} = F_0 \cos \omega t$$

нызам бойынша тәсир жасаў ең әпиўайы мысал бола алады (усы жийиликтен айырыў ушын системаның меншикли, еркин тербеліслериниң жийилигин енди ω_0 арқалы белгилеймиз). Усы күштиң тәсиринде системада тербеліслер пайда болады хәм бул тербеліслерди *мәжбүрий тербеліслер* деп атаймыз. Бундай жағдайда системаның қозғалысы жийилиги ω_0 болған меншикли тербеліслер менен жийилиги ω болған мәжбүрий тербеліслердиң қосындысынан турады.

Еркин тербеліслерди бизлер үйрендик. Енди мәжбүрий тербеліслерди үйренемиз хәм бул тербеліслердиң амплитудасын анықлаймыз. Бул тербеліслерди

$$x = B \cos (\omega t - \beta)$$

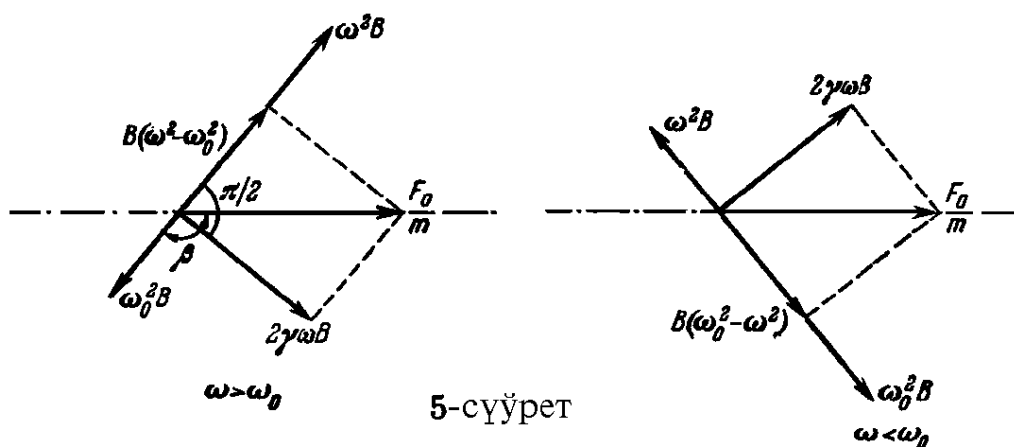
түринде жазамыз (B амплитудасы, β арқалы сыртқы күш пенен усы күш тәрепинен пайда етилген тербеліслер арасындағы хәзирше белгисиз фазалар аўысыўы белгиленген). Биз β ның алдына минус белгисин қойдық, яғный фаза бойынша ҳақыйқатында да кешигиўдиң орын алатуғынлығын еске алдық (буның дұрыслығын төменде көремиз).

Мәжбүрий тербеліс жасаўшы денениң тезлениўи w үш түрли күштиң бир ўақытта тәсир етиўиниң нәтийжесинде орын алады: қайта тиклеўши күш $-kx$, сыртқы күш $F_{\text{сыртқы}}$ хәм сүйкеліс күши $F_{\text{сүйк}} = -bv$. Сонлықтан

$$mw = -kx - bv + F_{\text{сыртқы}}$$

Бұл теңликтің екі тәрепін де масса m ге бөлеміз, $k/m = \omega_0^2$ екенлігін еске түсіреміз хәм және де $b/m=2\gamma$ деп белгилеп мынадай теңлеме аламыз:

$$w = -\omega_0^2 x - 2\gamma v + \frac{1}{m} F_{\text{сыртқы}}.$$



5-сүүрет

Енди тербеліслерди сәулелендириу үшін қолайлы болған графикалық ұсылдан пайдаланамыз. $x = B \cos \varphi$ (тербеліслер фазасы φ арқалы белгіленген) шамасын B ұзынлығына ийе радиус-вектордың горизонталлық көшерге түсірілген проекциясы деп геометриялық жақтан қарауға болады (векторлық диаграмма деп аталатуғын жәрдемши сызылмада, - горизонталлық бағыт пенен сол вектор арасындағы мүйеш) [қәтеліклерге жол қоймау мақсетінде бұл радиус-вектордың физикалық шамаға сәйкес келіуши векторға қатнасы жоқ екенлігін атап өтеміз].

Жоқарыда жазылған ең кейинги аңлатпа хәр бири жийилиги ω ға тең дәуірли түрде өзгеретуғын, бирақ хәр қайсысы үшін хәр қыйлы фазалар аұысыуына ийе ағзалардан тұрады. Мысал ретінде $F_{\text{сыртқы}} = F_0 \cos \omega t$ сыртқы күштің фазасы нолге тең болатуғын $t=0$ моментін қарайық. Бундай жағдайда $F_{\text{сыртқы}}/m$ шамасы ұзынлығы F_0 болған горизонтал бағыттағы вектор менен сәулелендириледі (5-сүүрет). $\omega_0^2 x = \omega_0^2 B \cos(\omega t - \beta)$ шамасы фазасы бойынша b шамасына кешигип тербеледі хәм ол күш векторына салыстырғанда саат стрелкасы бағытына қарама-қарсы бағытта β мүйешіне бұрылған ұзынлығы $\omega_0^2 B$ ға тең вектор арқалы сүүретленеді. Тезлениу w (32-параграфта көргениміздей) $\omega^2 B$ амплитудасына хәм x тың белгисіне қарама-қарсы белгиге ийе болады. Тезлік v ωB ға тең амплитудаға ийе болады хәм x тан фазасы бойынша $\pi/2$ ге алда жүреді; $2\gamma v$ шамасы x қа перпендикуляр, ұзынлығы $2\gamma \omega B$ ға тең болған вектор менен сүүретленеді.

$$\frac{F_{\text{сыртқы}}}{m} = w + \omega_0^2 x + 2\gamma v$$

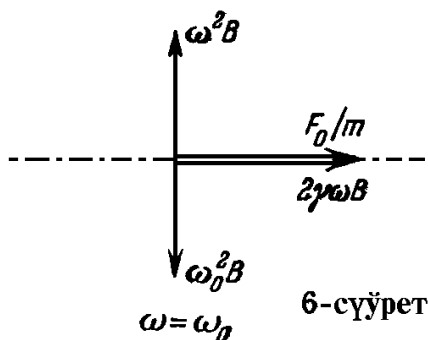
теңлігине сәйкес $\frac{F_{\text{сыртқы}}}{m}$ шамасының тербелісі теңліктің оң тәрепіндегі үш ағзаның тербеліслерінің қосындысынан тұрады. Бизің графигимізде бұл кейинги үш вектордың горизонталлық проекцияларының қосындысының F_0/m ге сәйкес келіуінің кереклігін билдиреді. Усының менен бирге бұл векторлардың векторлық қосындысының $\frac{F_{\text{сыртқы}}}{m}$ ға тең екенлігі өз-өзінен түсиникли. Сүүретте (бұл жерде $\omega > \omega_0$ хәм $\omega < \omega_0$ жағдайлары өз алдына келтирилген) бундай теңліктің

$$(2\gamma \omega B)^2 + B^2(\omega^2 - \omega_0^2)^2 = \left(\frac{F_0}{m}\right)^2$$

болған жағдайларда орынланатуғынлығы көриніп тұр. Бұнан ізленип атырған тербелісдердің амплитудасын табамыз:

$$B = \frac{F_0/m}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\gamma^2 \omega^2}}.$$

Сол графиктердің жәрдеминде β фазалық ауысыуын да табыу мүмкін. Оның мәнісі үшін арнайы түрде аңлатпа жазбаймыз, ал мәжбүрлеуші күштерге салыстырғандағы x тербелістерінің кешигіуі мүйеши $\omega < \omega_0$ хәм $\omega > \omega_0$ ге сәйкес сүйір ямаса доғал.



Биз мәжбүрий тербелісдердің амплитудасының мәжбүрлеуші күш F_0 дің шамасына түүры пропорционал хәм ұсы күштің жийилиги ω менен системаның меншикли жийилиги ω_0 дің айырмасына байланыслы екенлигин көреміз. Егер сөниў ү киши болса, онда амплитуда өзиниң ең үлкен мәнісине ω менен ω_0 жийиликтери шама менен бирдей болғанда жетеди. Бұндай жағдайды *резонанс* деп атаймыз. Максималлық мәніс мынаған тең:

$$B_{\text{макс}} = \frac{F_0}{2m\omega_0\gamma}.$$

Бұл мәніс сөниў коэффициенті γ ға кері пропорционал. Усыған байланыслы системадағы сүйкеліс жүдә киши болса да резонанста оны есапқа алыу керек болады.

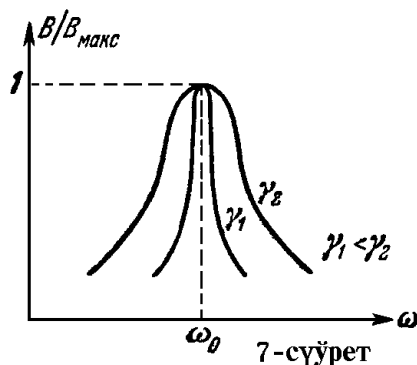
$B_{\text{макс}}$ шамасын турақлы (статикалық) F_0 болған күштің тәсиріндегі денениң алатуғын ауысыуы менен салыстыруы қызықлы. Бұл ауысыуды (оны $B_{\text{стат}}$ арқалы белгілейміз) B үшін жазылған ұлыұмалық формуладан ала аламыз (бұл жерде $\omega=0$ деп есаплаймыз): $B_{\text{стат}} = F_0/m\omega_0^2$. Резонанстық ауысыудың статикалық ауысыуға қатнасы:

$$\frac{B_{\text{макс}}}{B_{\text{стат}}} = \frac{\omega_0}{2\gamma}.$$

Биз резонанстағы (статикалық ауысыуға салыстырғандағы) тербелісдердің салыстырмалы үлкейіуі меншикли тербелісдер жийилигінің сөниў коэффициентіне қатнасына тең екенлигин көреміз. Киши сөниўге ийе системалар үшін бұл қатнас жүдә үлкен мәнісдерге ийе болыуы мүмкін. Бұл жағдай резонанстың илим менен техникадағы қаншама үлкен әхмийетке ийе екенлигин айқын түсіндіреді. Егер тербелісдерді күшейтүү керек болса бұл жағдайдан кеңнен пайдаланады. Ал резонанс керегі жоқ ақыбеттерге алып келетуғын болса, онда оннан қутылыуға тырысады.

Тербелісдерді резонанстық күшейтүүдің пайда болыуын былайынша түсиніўге болады: мәжбүрлеуші күш $F_{\text{мәжб}}$ пенен v тезлиги арасындағы фазалар айырмасына дыққат аўдарамыз. $\omega \sim \omega_0$ жағдайында олар арасында фазалардың

белгили бир аўысыўы орын алады. Сонлықтан тербелис дәўири ишинде қандай да бир ўақыт ишинде $F_{\text{мәжб}}$ күши тезликке қарама-қарсы бағытланған, яғный қозғалысты әстелетиўге бағдарланған болады. Резонанста болса күштиң фазасы менен тезликтің фазасы бир бирине сәйкес келеди (6-сўўреттеги векторлық диаграммаға қараңыз), яғный күш барлық ўақытта да қозғалыс бағытында тәсир етеди.



Резонанс қасында (яғный $|\omega - \omega_0|$ айырмасы резонанслық жийилик ω_0 ден киши болған жағдайларда) мәжбүрий тербелислердің амплитудасы үшін жазылған формуланы әпиўайы түрге келтириў мүмкин. Бөлимдеги $\omega^2 - \omega_0^2 = (\omega + \omega_0)(\omega - \omega_0)$ деп жазып $\omega + \omega_0$ қосындысын жўўық түрде $2\omega_0$ деп жазып, $4\gamma^2\omega^2$ дағы ω ны ω_0 менен алмастырып мынадай формуланы аламыз:

$$B = \frac{F_0}{2m\omega_0 \sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \gamma^2}}.$$

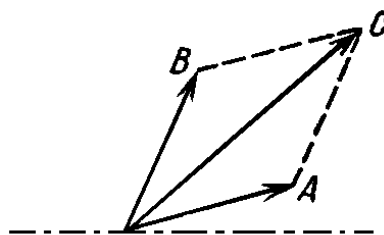
Бул формуланы былайынша да жаза аламыз:

$$B = \frac{B_{\text{макс}}\gamma}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \gamma^2}}.$$

Бул жерде $B_{\text{макс}} = \frac{F_0}{2m\omega_0\gamma}$ - резонанстағы амплитуданың максималлық мәніси.

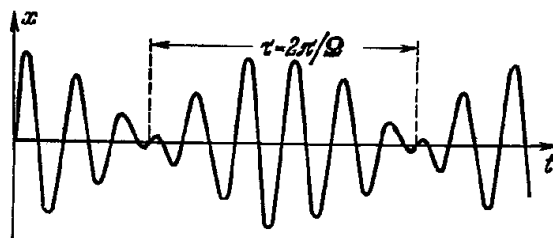
7-сўўретте бул формулаға жуўап беретұғын резонанслық иймекликлер келтирилген (сөниў коэффициенті γ ның ҳәр қыйлы мәнислерине сәйкес келетуғын тербелис амплитудаларының жийиликтен ғәрезлилиги). $\omega - \omega_0$ айырмасының абсолют мәніси γ ға салыстырғанда киши болғанда B амплитудасы өзиниң максималлық мәнисинен аз айрылады. Амплитуданың сезилерликтей киширейиўи $|\omega - \omega_0| \approx \gamma$ болғанда бақланады. Усындай тийкарда "резонанслық иймекликтің кеңлиги" γ шамасындай болады деп айтады. Берилген F_0 диң мәнисинде максимумның шамасы γ ға кери пропорционал. Сонлықтан сөниў қаншама киши болса, резонанслық иймеклик бийик ҳәм өткир болады.

Жоқарыда биз дәўирли сыртқы күштиң тәсиринде тұратұғын системаның қозғалысы мәжбүрий ҳәм меншикли тербелислердің қосындысынан турады деп айтқан едик. Егер меншикли тербелислердің ҳәлсиз сөниўине итибар бермейтуғын болсақ, онда жийиликлери ω ҳәм ω_0 , амплитудалары A ҳәм B болған еки гармоникалық тербелислердің қосылыўы орын алады. Егер биз резонансқа жақын жайласқан болсақ, онда ω ҳәм ω_0 жийиликлери бир бирине жақын, яғный $|\omega - \omega_0|$ айырмасы ω ҳәм ω_0 ге салыстырғанда киши. Усындай жағдайдағы пайда болатуғын қозғалыстың характерин қараймыз.



8-сүрөт

Бул мақсетте 8-сүрөттө көрсетилгендей векторлық диаграммадан пайдаланамыз. Сүрөттө хәр бир тербелис өзиниң векторы А хәм В менен сәўлелендирилген. Ұақыттың өтиўи менен тербелислердиң фазалары өзгереди хәм бул векторлар ω хәм ω_0 мүйешлик тезликлери менен тең өлшеўли айланады (бир дәўир Т ишинде вектор толық бир рет айланады, яғный 2π мүйешине бурылады; оның мүйешлик тезлиги $2\pi/T$, яғный тербелистиң цикллық тезлигине сәйкес келеди). Қосынды тербелис еки вектордың геометриялық қосындысы болған С векторы менен сәўлелендириледи. Бул векторлық узынлығы А хәм В векторларының узынлықларындай тұрақлы болып қалмайды, ал ўақытқа байланысly өзгереди (себеби ω хәм ω_0 мүйешлик тезликлериниң айырмасына байланысly А хәм В векторлары арасындағы мүйеш өзгереди). С векторының узынлығының өзгериўиниң $C_{\max} = A+B$ (А хәм В векторларының бағытлары бирдей) хәм $C_{\min} = |A-B|$ (А хәм В векторларының бағытлары қарама-қарсы) шеклеринде болатуғынлығы өз-өзинен түсиникли. Бундай өзгерис дәўирли түрде Ω жийилиги менен болады (А хәм В векторларының бир бирине салыстырғандағы айланыўының мүйешлик тезлиги ұсы шамаға тең).



9-сүрөт

Биз қарап атырған бир бирине жақын болған ω хәм ω_0 жийиликлеринде А хәм В векторлары тез айланады, ұсының менен бирге бир бирине салыстырғанда әсте-ақырынлық пенен бурылады. Қосынды вектор С ның өзгерисин жийилиги $\omega \approx \omega_0$ болған жийиликте (ω менен ω_0 арасындағы айырманы есапқа алмаймыз) тең өлшеўли айланыў менен оның узынлығының Ω жийилигиндеги әсте-ақырынлық пенен өзгерисинен турады деп қараў мүмкин. Басқа сөз бенен айтқанда пайда болған қозғалыс амплитудасы әсте-ақырынлық пенен өзгеретуғын қозғалыс болып табылады.

Бир бирине жақын болған тербелислердиң қосылыўының нәтийжесинде пайда болған тербелистиң амплитудасының дәўирли түрде өзгериўин соғыў, Ω жийилигин соғыўдың жийилиги деп атайды. 9-сүрөттө $A=B$ болған жағдайдағы соғыў келтирилген.

§ 36. Параметрлик резонанс

Сөнбейтуғын тербелісler тек ғана сыртқы дәйирли күшлердің тәсиринде пайда болып қоймай, тербеліуши системаның параметрлері дәйирли түрде өзгергенде де пайда болады. Тербелісlerді усындай етип қоздырыуды *параметрлик резонанс* деп атайды. Мысал ретінде әткөншекте тербеліп атырған адамды көрсетіу мүмкін. Ол белгили бир избе-изликте отырады хәм тикленеди хәм сондай жол менен системаның салмақ орайын дәйирли түрде өзгертеди.

Усындай етип тербелісlerді қоздырыудың механизмин анықлау үшін әпиуайы мысал ретінде ұзынлығын өзгертиу мүмкін болған маятникти қараймыз. Бұны 10-сүүретте көрсетилгендей блок арқалы асылған жағдай жәрдемінде әмелге асырыу мүмкін. Мейли маятник өзинің теңсалмақлық (вертикаллық) аўхалы арқалы өткенде маятник сыртқы F күшинің тәсиринде маятниктиң ұзынлығы l ден киши болған базы бир a аралығына көтерилсин хәм ең ақырғы аўхалларда сабақ сондай a ұзынлығына ұзартылатуғын болсын. Демек хәр бир дәйир ишинде маятник еки рет ұзарады хәм еки рет келтертиледі; басқа сөз бенен айтқанда параметрдің (маятниктиң ұзынлығының) дәйирли өзгерисинің жийилиги оның меншикли тербелісинің жийилигинен еки есе үлкен болады.

Маятниктиң ұзарыуы оның қыя жағдайында жүзеге келетуғын болғанлықтан усы моментте ол $a \cdot \cos \omega_0$ ұзынлығына төмен түседі (ω_0 арқалы маятниктиң тербелісинің мүйешлик амплитудасы белгиленген). Бұл ұзынлық сабақ тартылғанда маятниктиң көтерилиу аралығы a дан киши. Сонлықтан хәр сабақты бир тартқанда хәм жаздырғанда сыртқы күшлер салмақ күшине қарсы

$$mgh(1 - \cos \phi_0) \approx \frac{1}{2} m g a \phi_0^2$$

жұмысын ислейді (бұл жерде ω_0 мүйешин киши деп есаплаймыз хәм сонлықтан $\cos \phi_0 \approx 1 - \frac{1}{2} \phi_0^2$). Бұның менен бирге сыртқы күш F маятниктиң ең төменги аўхалында шамасы $\frac{mv_0^2}{l}$ ге, ал шетки жағдайларда (бұл аўхалда тезлик нолге тең) нолге тең болған орайдан қашыушы (сабақты керіуши) күшке де қарсы жұмыс ислейді. Солай етип маятниктиң бир тербеліу дәйири ишинде сыртқы күштиң ислеген жұмысы мынаған тең болады:

$$A = 2 \left(\frac{1}{2} m g a \phi_0^2 + \frac{mv_0^2}{l} a \right).$$

Бирақ $v_0 = l \phi_0 \omega$, маятниктиң тербеліс жийилиги $\omega = \sqrt{\frac{g}{l}}$. Сонлықтан

$$A = 6 \frac{a}{l} \frac{mv_0^2}{2}.$$

Биз бұл жерде сыртқы күшлер тәрәпинен маятник үстинен исленген жұмыстың оң мәніске ийе хәм оның энергиясына пропорционал болатуғынлығын көреміз. Сонлықтан маятниктиң энергиясы хәр бир тербеліс дәйиринде системалы түрде өседі. Энергияның бұл өсиминің шамасы энергияның өзине хәм $\frac{a}{l}$ шамасына пропорционал. Параметрлик резонанстың механизминің мәніси усылардан ибарат болады. Тербеліуши системаның параметрлеринің дәйирли өзгериси (ұсы системаның меншикли жийилигинен еки есе үлкен жийиликтеги) оның орташа энергиясы E нің системалы түрде өсиуіне алып келеді, соның менен бирге усы энергияның өсиу тезлиги E ге пропорционал:

$$\frac{dE}{dt} = 2\chi E.$$

Бұл жерде χ арқалы базы бир (киши) коэффициент белгиленген. Бұл қатнас сөниўши тербелислердеги қатнасты еске түсиреди, бирақ ҳәзирги жағдайымызда $\frac{dE}{dt}$ туўындысы оң мәниске ийе. Бұл тербелис энергиясының (соның менен бирге амплитудасының да) ўақытқа байланысly экспоненциал түрде өсетуғынлығын билдиреди.

Ҳақыйқатында тербелислерди сөндирийге қарай умтылатуғын базы бир сүйкелис барлық ўақытта да қатнасады. Сонлықтан тербелислердиң параметрлик қозыўының жүзеге келиўи ушын күшейтйў коэффициенти χ сүйкелистинң нәтийжесинде сөниў коэффициентинен үлкен болыўы керек.

Биз дәўирли түрде өзгеретуғын сырттан түсирилген тәсирде системадағы мәжбүрий тербелислердиң пайда болыўын қарадық. Соның менен бирге тербелислер дәўирли түрде өзгеретуғын күшлердиң тәсиринде емес, ал турақлы энергия дерегиниң тәсиринде де пайда болады. Бұл дерек тербелислердиң сөниўине алып келетуғын энергияны турақлы түрде компенсациялап барады. Бүған мысал ретинде механикалық саатты көрсетиўге болады. Саатта энергия дереги болып қысылған пружина ямаса көтерилген гирлер хызмет атқарады.

V БАП. ЗАТЛАРДЫҢ ҚУРЫЛЫСЫ

§ 37. Атомлар

Биз бұл жерде атом физикасының мәселелерин толық баянлаўды нәзерде тутпаймыз. Физиканы буннан кейин үйрениў ушын зәрүрли болған затлардың қурылысы ҳаққындағы тийкарғы мағлыўматларды баянлаймыз.

Мәлим, барлық денелер базы бир, көп санлы емес әпиўайы затлардан – *химиялық элементлерден* турады. Хәр бир элементтиң ең киши бөлекшеси *атом* болып табылады.

Атомлардың массалары жүдә киши. Сонлықтан оны граммларда емес, ал арнаўлы бирликлерде өлшеген қолайлы болады. Усындай бирлик ретинде ең киши массаға ийе болған водород атомының массасын сайлап алған тәбийий. Бирақ атомлық салмақлардың дәл эталоны ретинде водород атомы емес, ал химиялық жақтан пайдаланыў аңсат болған кислород атомы алынады. Кислород атомы водород атомынан шама менен 16 есе салмақлырақ хәм атомның салмағының бирлиги ретинде бұл атомның массасының $1/16$ бөлеги алынады (бұл анықламаға 38-параграфта толығырақ анықлық ендириледі). Усындай бирликте аңлатылған қандай да бир элемент атомының массасын элементтиң атомлық салмағы деп аталады хәм әдетте A хәрипи менен белгиленеди. Водородтың атомлық салмағы 1.008 ге тең.

Граммларда аңлатылған атомның массасы оның атомлық салмағына пропорционал. Сонлықтан, егер қандай да бир элементтиң атомлық салмағына тең граммын алсақ (басқа сөз бенен айтқанда элементтиң *грамм-атомын*), онда заттың усындай муғдарындағы атомлардың саны барлық элементлер ушын бирдей болады. Бұл сан *Авагадро саны* деп аталады хәм мынаған тең:

$$N_0 = 6.02 \cdot 10^{23}.$$

Демек атомлық салмағы A ға тең атомның массасы

$$m_A = \frac{A}{N_0} = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ г}.$$

Атом элементтің ең киши бөлекшесін құрайтуғын болса да, оның өзі құрамалы құрылысқа ийе болады. Атом оң зарядланған салыстырмалы айыр *атом ядросынан* хәм оның дөгерегінде айланып жүріуші терис зарядқа ийе бөлекшелер болған *электронлардан* тұрады. Электронлар атомның *электронлық қабығын* пайда етеди деп есаплайды. Хәр қыйлы атомлардың ядролары бир биринен айрылады, ал электронлар болса абсолют бирдей.

Электронның массасы ядроның массасынан мыңлаған есе киши. Сонлықтан атомның дерлик барлық массасы ядрода топланған. Ядролардың ишиндеги ең жеңили водород атомның ядросы болып, ол тек бир протоннан тұрады хәм оның массасы электронның массасынан 1837 есе үлкен. Абсолют мәніс бойынша электронның массасы мынаған тең:

$$m = 9.11 \cdot 10^{-28} \text{ г.}$$

Соның менен бирге ядро атомның оғада киши көлемін ийелейди. Атомның радиусы, яғный электрон қозғалып жүретуғын ядро дөгерегіндеги областтың радиусы шама менен 10^{-8} см. Ядролардың радиусы атомның радиусынан онлаған мың есе киши, 10^{-13} пенен 10^{-12} ннң аралығында.

Абсолют шамасы бойынша электронның заряды

$$e = 4.80 \cdot 10^{-10} \text{ СГСЭ заряд бирлиги} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ К.}$$

Көп жағдайларда Авагадро саны менен электронның зарядының көбеймеси менен жұмыс ислеуіге түүры келеди (яғный бир "грамм-электронның" заряды). Бул көбейме *Фарадей турақлысы* деп аталады хәм мынаған тең:

$$F = eN_0 = 9.65 \cdot 10^4 \text{ К.}$$

Атом тутасы менен алғанда электрлик жақтан нейтрал, оның толық заряды нолге тең. Басқа сөз бенен айтқанда ядроның оң заряды оның дөгерегінде айланыушы электронлардың терис заряды менен толық компенсацияланады. Бул ядроның зарядының электронның зарядынан пүтин сан есе үлкен болатуғынлығын аңлатады. Электронның зарядының шамасы *элементар заряд* болып табылады~ ал тәбиятта бар зарядланған бөлекшелердің зарядлары ұсы зарядтан пүтин сан есе үлкен болады. Бул жағдай материяның ең терең қасиетлеринің бири болып табылады.

Электронның заряды бирлигинде анықланған ядроның заряды элементтің *атомлық номери* деп аталады хәм әдетте Z хәрипи менен белгиленеди. Ядроның заряды электронлардың зарядлары менен толық компенсацияланатуғын болғанлықтан электрон қабығындағы электронлардың саны да Z ке тең. !деттеги жағдайларда атомлардың барлық қасиетлери оның электронлық қабықлары менен анықланады. Бундай қасиетлерге затлардың химиялық хәм оптикалық қасиетлери жатады. Усыннан атомлық номердің атомның тийкарғы қасиетлерин тәрийиплейтуғынлығы өз-өзинен түсиникли. Менделеевтің дәуирлик системасындағы элементлердің жайласуы атомлардың номерлеринің үлкейіу барысында хәм бул системадағы атомлардың номерлери олардың қатар номерлери менен бирдей болады.

Атомлардың құрылысын анықлайтуғын өз-ара тәсирлесіу күшлери тийкарынан электронлардың ядролар хәм өз-өзи менен электрлик тәсирлесіуі болып табылады: электронлар ядро менен тартысады хәм бир бири менен ийтериседи. Басқа күшлер (мысалы магнитлик) атомда екинши дәрежели әхмийетке ийе.

Ядроның заряды, соның менен бирге электронлар қозғалатуғын электр майданы атомлық номер менен анықланады. бұл жерде атомлық номердің атомның қасиетін анықлаудағы фундаменталлық орты және бир рет көринеди.

Атомда гравитациялық тәсірлесіуі хеш қандай орынды ийелемейди. Хақыйқатында да, мысалы, бир биринен r қашықтығында тұрған еки электронның электрлік тәсірлесіуінің энергиясы e^2/r ге, ал сол электронлар арасындағы гравитациялық тәсір етисіуі энергиясы Gm^2/r ге тең. Усы еки шаманың қатнасы

$$\frac{Gm^2}{e^2} = 2,3 * 10^{-43}.$$

Бұл оғада киши сан. Сонлықтан атомдағы гравитациялық тәсірлесіуі хаққында айтыу хеш бир мәниске ийе болмайды.

Атомлардың қасиетлерін классикалық механиканың жәрдемінде анықлау пүткиллей мүмкин емес. Бұл механика атомның құрылысын ғана емес, ал оның орнықты система екенлиги фактын да түсіндире алмайды. Классикалық механика жүдә киши массаға ийе болған электронлар сыяқты бөлекшелердің атомлардың аймағындағыдай сыяқты киши көлемлердеги қозғалыстарын түсіндириуге пүткиллей жарамайтуғын болып шықты. Атомлық құбылыстар квант механикасы деп аталыушы басқа механиканың ызыамлары тийкарында түсіндириледі.

Неандай да бир сыртқы тәсірлерде атом электрон қабатынан бир ямаса бир неше электронын жоғалтыуы мүмкин. Бундай жағдайда биз электрлік жақтан нейтрал емес. ал зарядланған атомлық бөлекшени – оң зарядланған *ионды* аламыз. Атомдағы ең шетте тұрған биринши электронды атомнан бөлип алыу ушын зәрүрли болған энергияны атомның *ионизациялық потенциалы* деп атайды.

Атомлық құбылыстардағы энергияны өлшеу ушын әдетте айрықша бирликлерден пайдаланады, себеби бундай мақсетлер ушын *эрг* дым үлкен шама болып табылады. Бұл шама потенциаллар айырмасы 1 вольт болған электр майданында өткенде электрон алатуғын энергияға тең. Энергияның усындай бирлиги *электрон-вольт (эв)* деп аталады. Электр майданы тәрәпинен исленген жұмыс заряд пенен потенциаллар айырмасының көбеймесине тең болғанлықтан, ал 1 вольт болса потенциалдың СГСЭ бирлигинің $1/300$ ин құрайды, сонлықтан

$$1 \text{ эв} = 4.80910^{-10} \frac{1}{300} \text{ эрг} = 1.60910^{-12} \text{ эрг}.$$

Электрон-вольтларда атомның ионизациялық потенциалы да өлшенеди. Ионизациялық потенциаллардың мәнислери 3.89 эв тан (цезий атомында) 24.6 эв (гелий ушын) өзгереді. Водород атомының ионизациялық потенциалы 13.6 эв қа тең.

Егер атомның ионизациялық потенциалын атомлық номердің потенциалы деп қарайтуғын болсақ, онда бұл функцияның өзине тән дәуірли қасиетінің бар екенлигин көреміз. Бұл шама Менделеев кестесінің хәр бир дәуірінде шама менен бир текли болып монотонлы өседі хәм инерт газінде өзіннің үлкен мәнисине жетеді. Келеси дәуірдің басында ионизациялық потенциалдың мәнисі кескин түрде киширейеді. Бұл атомлардың дәуірлик қасиетлерінің көриніуінің ең баслы мысалларының бири болып табылады хәм сонлықтан Менделеевтің кестесінің өзі де дәуірли кесте деп аталады.

Ионизациялық потенциалдың шамасы атомдағы сыртқы электронлардың байланыс энергиясын тәрийиплейди. Ишки электронлар (электрон қабығында

тереңде жайласқан электронлар) үлкен байланыс энергияларына ийе болады. Терең электронлық қабықтарда жайласқан электронларды атомнан жулып алыу үшін зәрурлі болған энергияның мәнісі құрамалы атомларда 10^4 - 10^5 эв қа жетеді.

Оң зарядланған ионлардан басқа теріс зарядлы атомлық ионлар болады. Олар өзине артық электронды қосып алады. Бірақ атомлардың барлығы да артық электронды қосып алыу қабілетілігіне ийе бола алмайды. Бұндай жағдайда атомды артық *электронға туыслық* қасиетіне ийе деп айтады. Теріс зарядланған ионды тек галоидлар топарының элементтері (F, Cl, Br, I), водород хәм кислород топарының элементтері (O, S, Se, Te) пайда ете алады. Бұл элементтердегі электронға туыслық хәр қыйлы – ең үлкени галоидларда, ең кишиси водородта. Водородта теріс зарядланған иондағы байланыс энергиясы шама менен 0.1 эв ты құрайды.

Ионларды химиялық элементтердің символына + ямаса – белгисін қосып белгілеу қабыл етілген. Соның менен бирге бұл белгілер ионның заряды қаншама болса, сонша рет қайталаңады: H^+ , Cl^- х.т.б.

§ 38. Изотоплар

Атомлардың ядролары улыўма түрде айтқанда көп бөлекшелерден туратуғын құрамалы құрылысқа ийе болады. Ядроның құрамлық бөлектері водород атомның ядросы *протон* хәм *нейтрон* болып табылады. Нейтронның массасы шама менен протонның массасындай, ал ол протоннан электр зарядының жоқлығы менен айрылады. Ядродағы протонлар менен нейтронлардың улыўмалық саны *массалық сан* деп аталады. Ядроның заряды ұсы ядродағы протонлардың заряды менен анықланатуғын болғанлықтан хәм, егер протонның зарядын е элементар зарядында аңлатылса ядроның заряды протонлардың санына тең болады. Сонлықтан ядродағы протонлардың саны атомлық номер Z ке сәйкес келеді. Ядродағы бөлекшелердің қалған бөлегін нейтронлар құрайды.

Ядродағы бөлекшелер электрлік тәбиятқа ийе болмаған спецификалық күшлер менен ұласып тұрады. Бұл тәсир етисіу оғада күшли, ал ядродағы бөлекшелердің байланыс энергиясы онлаған миллион электрон-вольтлер менен өлшенеди, яғный атомдағы электронлардың энергиясына салыстырғанда жүдә үлкен. Сонлықтан ядролық жақтан келип шықпаған барлық қубылысларда атом ядролары хеш қандай өзгеріслерге ұшырамайды хәм өзлерін белгіли бир массаға хәм зарядқа ийе бөлекше сыпатында көрсетеді.

Биз жоқарыда атомның қасиетінің ядроның заряды менен анықланатуғынлығын атап өткен едік. Ядроның массасы екінші дәрежели орынды ийелейді. Бұл жағдай бирдей атомлық номерге, бірақ хәр қыйлы массаға ийе атомларда айқын көринеди.

Хәр бир химиялық элементтің атомлары бирдей емес болып табылады~ бирдей сандағы электронларға ийе болыуы менен олар массалары хәр қыйлы, зарядлары бирдей ядроларға ийе болыуы мүмкін. Бир элементтің ұсындай хәр қыйлы түрлері *изотоплар* деп аталады. Берілген элементтің барлық изотоплары химиялық қасиеттері бойынша бирдей, соның менен бирге физикалық

қасиетлери бойынша да олар бир бирине жақын. Хәр қыйлы элементлердеги тәбийий түрде бар изотоплардың саны да хәр қыйлы: бул сан бирден (Be, F, Na, Al ҳ.б.) онға (қалайыда) өзгереді¹.

Жерде бар элементлер белгили бир қатнастардағы хәр қыйлы изотоплардың араласпасынан турады. Химиялық элементлердің кестелеринде келтирилген атомлық салмақлар белгили бир изотоптың дәл салмағы емес, ал әдетте бул араласпалардың орташа салмағы болып табылады (бундай атомлық салмақ ҳаққында айтқанда химиялық атомлық салмақ нәзерде тутылады). Изотоплардың атомлық салмақларының мәнислери пүтин санларға жүдә жақын – олардан жүзден ямаса мыңнан бирге айрылады. Орташа (химиялық) атомлық салмақлардың мәнислери пүтин саннан хәр қыйлы болып айрылыўы мүмкин.

Усы айтылғанларға байланыслы жоқарыдағы атомлық салмақты кислородтың атомлық салмағының $1/16$ бөлегиндей етип алыўға анықлық киргиземиз. Кислородтың үш изотопы бар: O^{16} , O^{17} ҳәм O^{18} (атомлық салмақты, дәлиреги массалық санды химиялық элементтиң символындағы жоқарғы индекс сыпатында жазыў қабыл етилген). Бул изотоплардың ең көп тарқалғаны O^{16} , ал O^{17} ҳәм O^{18} болса тәбийий араласпаларда сәйкес 0.04 ҳәм 0.2 % муғдарында ушырасады. Бул муғдар киши болса да, атомлық салмақты дәл анықлағанда әҳмийетли болады.

Изотоплардың тәбийий аралыспасының орташа атомлық салмақларын 16 ға тең деп қабыл етилген тәбийий кислородтың атомлық салмағына салыстырып анықлаў қабыл етилген (атомлық салмақлардың бундай шкаласын химиялық атомлық салмақлар шкаласы деп те атайды). Ядролық физикада болса айырым изотоплардың дәл атомлық салмағын анықлаў ушын O^{16} изотопының атомлық салмағын дәл 16 ға тең деп қабыл етеди ҳәм бул шаманы бирлик ретинде қабыл етеди (буны атомлық салмақлардың физикалық шкаласы деп атайды). Бул химиялық шкаладағыға қарағанда 0.027 % ке киши.

Атомлық салмақлардың еки шкаласын қолланыў бираз қолайсызлықларға алып келеди. Усыған байланыслы ҳазирги ўақытлары жаңа шкалаға өтиў усынылған. Бул шкалада углеродтың C^{12} изотопының атомлық салмағы 12 ге тең деп қабыл етиледі. Бул шкалаға өтиў химиялық атомлық салмақларды киши шамаға - 0.0043 % ке үлкейтиў менен ғана байланыслы.

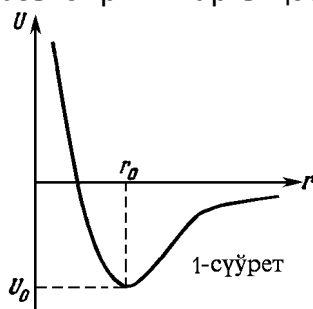
Дәўирлик системаның биринши элементи водород тәбийий еки изотопқа ийе: атомлық салмағы 1 ге тең тийкарғы тәбийий изотопынан басқа водород атомлық салмағы 2 ге тең де изотопқа ийе. Тәбийий водородта бир атом H^2 ге 6000 H^1 атомы сәйкес келеди. Водородтың "аўыр" изотопын D ҳәрипи менен белгилейди ҳәм *дейтерий*, ал бул изотоптың атомының ядросын *дейтрон* деп атайды. Водородтың усы еки изотопының массалары арасындағы қатнас 2 ге тең болғанлықтан (бул салыстырмалы үлкен шама) олардың физикалық қасиетлери арасындағы айырма да басқа элементлердің атомлық салмақлары бир бирине жақын изотопларының физикалық қасиетлери арасындағы айырмадан үлкен болады. Мысалы құрамына водородтың аўыр изотопы болған "аўыр суў" D_2O 3,8°C да қатады (0°C ның орнына) ҳәм 101,4°C да қайнайды (100°C ның орнына).

¹ Қәтелликке жол қоймаў ушын биз бул жерде тек тәбиятта бар тәбийий изотоплар ҳаққында гәп етип атырғанмызды атап өтемиз. Ал жасалма жоллар менен көп санлы изотопларды да алыў мүмкин. Олардың ядролары турақлы болмайды ҳәм өзинен өзи ыдырайды.

Келеси элемент гелий де еки изотопқа ийе: He^3 хәм He^4 . Олардың ишинде ең көп тарқалғаны He^4 болып табылады. He^3 атомлары болса табиатта жүдә сийрек ушырасады (He^3 тиң бир атомнына He^4 тиң шама менен 10^6 атомы сәйкес келеди). Бирақ He^3 изотопы жасалма түрде ядролық физиканың ұсыллары жәрдемінде көп муғдарда алыныўы мүмкин.

§ 39. Молекулалар

Хәр қыйлы элементлердің атомлары бир бири менен молекулаларды пайда етип биригиўи мүмкин. Молекулалардың пайда болыўына алып келетуғын атомлар арасындағы тәсир етисиў күшлери де (бундай тәсирлесийди әдетте *химиялық тәсирлесий* деп атайды) атомның өзиниң ишиндеги күшлердей электрлик табиатқа ийе. Бирақ атомлардың қурылысы сыяқлы, молекулалардың пайда болыўы да квант қубылыслары категориясына киреди хәм классикалық физиканың нызамлары тийкарында түсиндирилиўи мүмкин емес. Биз бул жерде ұсы тәсирлесийдің табиятына терең кирмей, тек базы бир тийкаргы қасийетлерин тәрийиплеймиз.



Еки атомнан туратуғын молекула (еки атомның бирдей болыўы да ямаса хәр қыйлы болыўы да мүмкин) ең әпиўайы молекула болып табылады. Бундай молекуланың пайда болыўына алып келетуғын атомлар арасындағы тәсирлесий потенциал энергия менен тәрийипленеди. Усындай потенциал энергияның графиги 1-сүүретте келтирилген. Бул графикте бир бири менен тәсирлесийши еки атомның потенциал энергиясы U олар арасындағы қашықлық (дұрысырағы атомлардың ядролары арасындағы қашықлық) r диң функциясы сыпатында көрсетилген. Бул функция қашықлықтың $r=r_0$ мәнисинде терең хәм айқын көринийши минимумға ийе болады. Киши аралықларда иймеклик дерлик тиккелей жоқары көтериледи~ бул область бир бирине жақынласыйшы ядролар арасындағы кулонлық ийтерисийге жуўап беретуғын атомлар арасындағы тәсирлесийге сәйкес келеди. Үлкен аралықларда болса атомлар тартысады.

r_0 аралығы молекуладағы ядролардың орнықты тең салмақтық қалына сәйкес келеди. Хақыйқатында ядролар бул аўхалларда тұрмайды, ал сол орынлар этирапында тербелесте болады. Бул тербелеслердің амплитудалары үлкен емес. Потенциал шұқырдың тереңлиги U_0 атомлардың молекуладағы байланысының беккемлигин тәрийиплейди (дәлирек айтқанда молекуладағы атомларды бир биринен айырып жиберий ұшын керек болған байланыс энергиясын береди~ бул энергияның мәниси ядролардың тербелесиниң орын алыўының нәтийжесинде U_0 ден азмаз өзгеше болады).

Келеси кестеде бир неше еки атомлы молекулалар ушын r_0 диң (ангстремлерде, $1\text{\AA} = 10^{-8}\text{ см}$) хәм U_0 (электрон-вольтлерде) мәнислери берилген.

Молекулалар	H ₂	O ₂	Cl ₂	N ₂
r_0	0.75	1.2	2.0	1.1
U_0	4.5	5.1	2.5	7.4

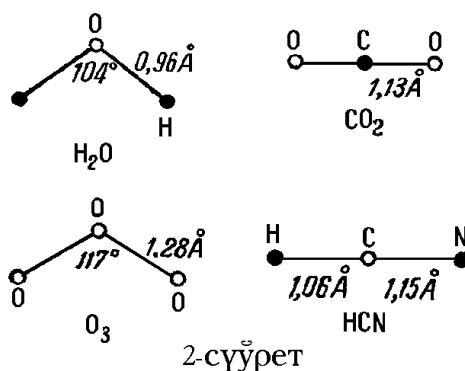
Еки атомлы молекулаларды узынлығы r_0 болған гантель сыпатында қараўға болады. Көп атомлы молекулалар қурамалырақ қурылысқа ийе.

2-сүўретте базы бир үш өлшемли молекулалардағы ядролардың аўхаллары келтирилген (олар арасындағы қашықлықлар ангстремлерде берилген). Бул молекулалардың биреўлери үш мүйешлик (H₂O хәм O₃ молекулалары), басқалары туўры сызықтың бойында (углерод окиси CO₂ хәм синил кислотасы HCN). 40 параграфта биз қурамалырақ болған молекулаларға бир неше мысаллар келтиремиз.

Биз молекулаларда ядролар арасындағы қашықлықтың шама менен 10^{-8} см , яғный атомлардың өзлериниң өлшемлерине тең екенлигин көрдик. Басқа сөз бенен айтқанда молекулалардағы атомлар бир бирине тығыз жақынласқан. Сонлықтан молекулада ҳәр қыйлы атомлардың электронлық қабықларын шеклеўге болмайды. Электронлар қабығының ишки областлары атомлар молекулаларға бириккенде айтарлықтай өзгериске ушырамайтуғын болса да, сыртқы электронлардың қозғалысы күшли өзгереді. Ноала берсе, атомлар тәрәпинен бундай электронлар коллективлестиреледи.

Базы бир молекулаларда электронлар қабығының сыртқы бөлимлери былайынша электронлардың тарқалыўы былайынша болады: базы бир ядролар этирапында электронлардың саны нейтрал атомлардағы электронлар санынан көп, ал базы бир ядролардың этирапында электронлар саны нейтрал атомлардағы электронлар санынан кемирек болады~ бундай молекулалар ионлардан турады (мысалы KCl молекуласы оң зарядланған K⁺ хәм терис зарядланған Cl⁻ ионынан турады). Басқа жағдайларда (мысалы H₂, O₂ HCl) атомлар молекулаларда орташа электрлик жақтан нейтрал болып қалады). Бирақ бул айырма тек санлық характерге ийе болады хәм жоқарыда келтирилген еки ситуация аралығында оғада көп санлы аралықлық жағдайлардың орын алыўы мүмкин.

Химиялық тәсирлесийдің характерли айырмашылығының бири оның *тойыныўы* болып табылады. Бул бир бири менен байланыс дүзген атомлардың басқа атомлар менен байланыс дүзиў қәбилетлилигиниң толық жоғалыўын аңлатады.



Хэр қыйлы молекулалар да бир бири менен тәсир етиседи~ бундай тәсир етисийди *ван-дер-ваальс тәсир етисийи* деп атайды (молекулалардың пайда болыуына алып келетұғын химиялық байланыстан басқа).

Еки молекуланың тәсир етисийин жоқарыда атомлар ушын көрсеткенимиздей әпиұайы түрде $U=U(r)$ иймеклиги жәрдеминде көрсетиў мүмкин емес. Себеби молекулалардың бир бирине салыстырғандағы жайласыўлары көп сандағы параметрлерге байланысly болыўы мүмкин: молекулалар арасындағы қашықлық r ден басқа бул жерде молекулалар арасындағы өз-ара ориентация да үлкен орын тутады. Егер молекулалар арасындағы тәсирлесийди барлық ориентациялар бойынша орталастырылған деп алынған болса, онда тәсирлесий $U=U(r)$ түриндеги иймеклик жәрдеминде берилиўи мүмкин.

Бул иймеклик молекуладағы атомлар арасындағы тәсирлесий иймеклигине тек ғана мынадай жағдайларға байланысly уқсас: үлкен қашықлықларда молекулалар бир бирине тартылады, ал киши аралықларда ийтериседи. Молекулалар арасындағы тартылыс күшлери қашықлықтың өсийи менен тез кемейеди. Молекулалар бир бирине жақынласқанда да ийтерисий күшлери тез үлкейеди~ молекулалар жақынласқанда қатты, бириниң ишине бири кирмейтұғын денелердей қәсийет көрсетеди. Ван-дер-ваальс тәсирлесийи иймеклигиндеги минимумның тереңлиги жүдә аз~ оның мәниси электрон-вольттиң оннан, ҳәтте жүзден бирине тең (68-параграфты қараңыз). Ал химиялық байланыстағы тәсирлесий иймеклигиндеги потенциал шуқырдың тереңлиги бир неше электрон-вольтти қурайды.

Жоқарыда келтирилген еки түрли тәсирлесийдеги ван-дер-ваальс тәсирлесийиниң және бир айырмашылығы соннан ибарат, ван-дер-ваальс тәсирлесийинде химиялық тәсирлесийдегидей тойыныў орын алмайды. Ван-дер-ваальс тәсирлесийи барлық молекулалар арасында орын алады (мысалы қәлеген еки молекула бир бирине жақынласса усындай тәсирлесийдин себебинен олар бир бирине тартылады). Сонлықтан молекулалық тартысыў күшлери "аса молекулалардың" пайда болыўына алып келмейди, ал тек молекулалардың бир бирине жақынласыўға тырысыўын (умтылыўын) тәмийинлейди. Бундай умтылыў затлардың конденсацияланған ҳалға (суйық ҳәм қатты) өтийин тәмийинлейди.

VI БАП.

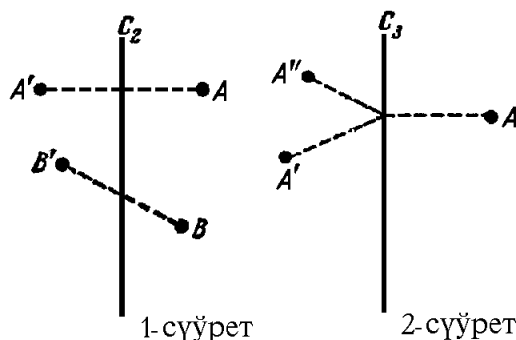
СИММЕТРИЯ ҲАҚҚЫНДАҒЫ ТӘЛИМАТ

§ 40. Молекулалардың симметриясы

Симметрия түсиниги физикада фундаменталлык орын ийелейди. Симметрия анаў ямаса мынаў физикалык объекттиң аҳмийетли сапалық характеристикаларының бири болып, көплеген жағдайларда усы объект пенен ямаса усы объекте жүретуғын қубылыстардың характерине тиккелей тәсир жасайды.

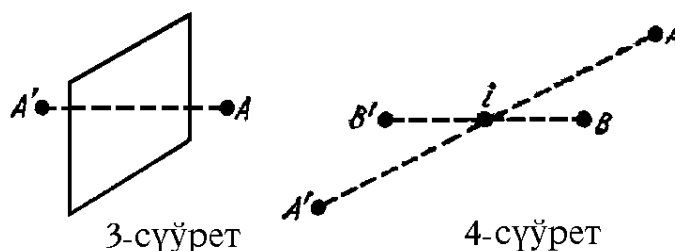
Айырым молекулалар ийе болатуғын симметрияны үйрениўди баслаймыз. Симметрия қасийети ҳәр қыйлы *симметрия элементлеринен* қосылып пайда болады. Бизлер дәслепп соларды анықлаймыз.

Егер молекуланы өзи арқалы өтиўши бир көшердиң дөгерегинде $2\pi/n$ мүйешине (n қандай да бир пүтин сан: $n = 2, 3, 4, \dots$) бурғанда өзиниң бурмастан бурынғы аўхалындай аўхалына келетуғын болса, онда молекуланы n -тәртипли *симметрия көшерине* ийе деп есаплаймыз. Бундай көшерди C_n белгиси менен белгилеў қабыл етилген. Молекулада 2-тәртипли симметрия көшери (C_2) бар деген сөз усы көшердиң дөгерегинде молекуланы 180 градусқа бурғанда молекула дәслеппкидей аўхалына қайтып келеди дегенди билдиреди. Басқа сөз бенен айтқанда молекуладағы A, B, \dots атомлардың ҳәр бирине сәйкес 1-сўўретте көрсетилгендей A', B', \dots атомлары да бар болады. Егер молекула 3-тәртипли симметрия көшерине ийе болса, онда ол менен 120 ҳәм 240 градусларға бурғанда өзи менен бетлеседи, яғный 2-сўўретте көрсетилгендей ҳәр бир A атомына сәйкес молекулада A' ҳәм A'' атомлары болады.



Молекула *симметрия тегислигине* де ийе бола алады. Бұл жағдайда усы тегисликте шағылыстырғанда молекула өзиниң дәслеппки аўхалындай аўхалына келиўи керек (бундай симметрия элементин σ ҳәрипи менен белгилеймиз). Бұл молекуладағы ҳәр бир A атомына 3-сўўретте көрсетилгендей A' атомының бар болатуғынлығын билдиреди.

Тегисликтеги айналық шағылысыўдан басқа "ноқаттағы шағылысыў" түсинигин киргизиў мүмкин. Бундай ноқаттың болыўы молекуладағы жаңа симметрия элементи болған *симметрия орайына* (ямаса *инверсия орайы*) алып келеди; бұл элементти i ҳәрипи менен белгилейди. Егер молекула қандай да бир i ноқатында симметрия орайын ийе болатуғын болса, онда ҳәр бир A атомына 4-сўўретте көрсетилгендей A' атомы бар болады (AiA' ноқатлары бир тўўрының бойында болып Ai ҳәм iA' қашықлықлары бирдей мәниске ийе).



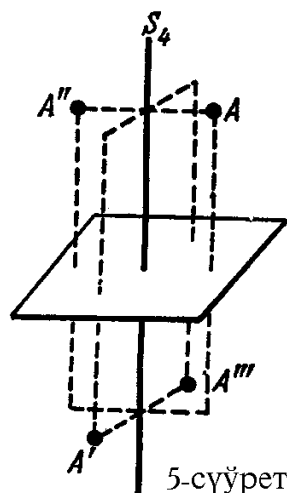
3-сүрөт

4-сүрөт

Ең ақырында симметрия элементинин және бир типин болгон n -тәртипли айналык-бурылыу көшери менен танысамыз (оны S_n символы менен белгилейди). Молекулада бундай симметрия элементи бар болса мынадай қасиетке ийе болады: базы бир көшердин дөгерегинде $2\pi/n$ мүйешине бурғанда хэм буннан кейин усы көшерге перпендикуляр болған тегисликте шағылыстырғанда молекула өзинин дәслепки аўхалындай аўхалға қайтып келиўи керек. Айналык-буралыу көшеринин тәртиби тек жуп сан болыўи керек (егер n тақ сан болса, мысалы $n=3$, онда айналык бурылыўды 6 рет қайталағанда S_3 көшеринин бир биринен ғарезсиз болған еки симметрия элементине айланғанлығына исениўге болады: S_3 симметрия көшери менен оған перпендикуляр i симметрия тегислиги). Егер молекула 4-тәртипли айналык-бурылыу көшерине ийе болғанда 5-сүрөтте көрсетилгендей ҳәр бир A атомы менен бирге және үш A' , A'' , A''' атомлары болған болар еди. Бундай көшердин бар болыўи төменирек тәртиптеги симметрия көшеринин, ал биз қарап атырған жағдайда C_2 ниң бар екенлигин аңғартатуғынлығы өз-өзинен көринеди [2-тәртипли айналык-бурылыу көшери усы көшер менен оған перпендикуляр жайласқан симметрия тегислиги кесилискен ноқатта симметрия орайы жайласқан менен эквивалент. Сонлықтан S_2 жаңа симметрия элементи болып табылмайды].

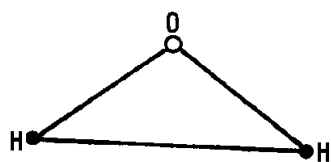
Молекуланың симметриясын пайда ететуғын элементлер жоқарыдағылардан ибарат. Молекуланың симметриясын анықлаўшы элементлердин комбинацияларының қалай пайда болатуғынын демонстрациялайтуғын бир неше мысаллар келтиремиз.

Суў молекуласы H_2O тең қапталлы үш мүйешлик формасына ийе (6-сүрөт). Оның симметриясы 2-тәртипли симметрия көшеринен (үш мүйешликтин бийиклиги) хэм усы көшер арқалы өтиўши өз-ара перпендикуляр еки симметрия тегислигинен турады.

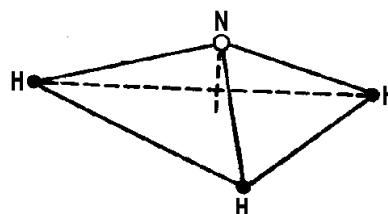


5-сүрөт

Аммиак молекуласы NH_3 дұрыс үш қапталлы пирамиданың формасына ийе. Пирамиданың төбесінде N атомы, ал ұлтаны мүйешлерінде H атомлары жайласады (бұл пирамида әдеуір тегис пирамида болып табылады, оның бийиклиги ұлтанының бір қапталының ұзынлығынан шама менен 4 есе киши). Оның симметриясы вертикаль жайласқан 3-тертипли симметрия көшеринен (7-сүүрет) хәм усы көшер арқалы өтетұғын, бир бири менен 60° лық мүйеш жасайтуғын үш симметрия тегислигинен тұрады. Хәр бир тегислик пирамиданың төбеси хәм H атомларының бири арқалы өтеди.

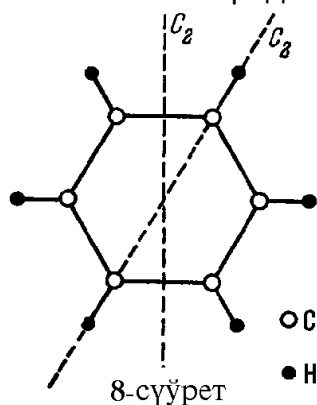


6-сүүрет

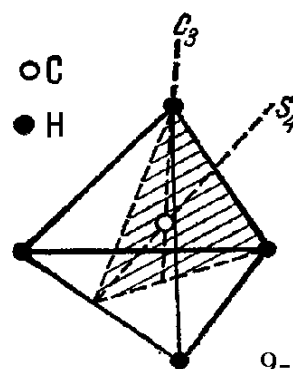


7-сүүрет

Бензол молекуласы C_6H_6 көбирек симметрия элементлерине ийе болады. Бундай молекуланың атомлары дұрыс алты мүйешлик пайда етип бир тегисликте жатады (8-сүүрет). Атомлардың жатыў тегислиги әлбетте симметрия тегислиги болып табылады. Молекула сол симметрия тегислигинен басқа усы тегисликке перпендикуляр бағытланған хәм алты мүйешликтің орайы арқалы өтиўши 6-тәртипли симметрия көшерине де ийе. Алты мүйешликтің орайы симметрия орайы болып табылады. Булардан басқа алты 2-тәртипли симметрия көшери бар, олардың үшеуи диаметрлик жақтан қарама-қарсы орналасқан атомларды байланыстырады, ал қалған үшеуи алты мүйешликтің қарама-қарсы тәреплерин теңдей екиге бөледи (8-сүүретте сол көшерлер бир бирден келтирилген). Ең ақырында усы сүүрет тегислигине перпендикуляр C_2 көшерлері арқалы өтиўши алты тегислик алты симметрия тегислигин береді.



8-сүүрет



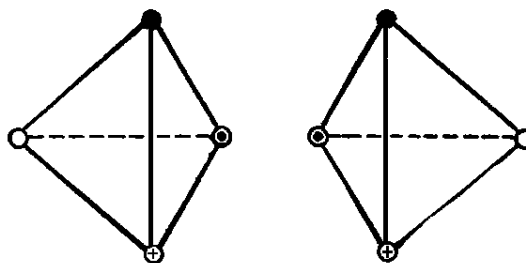
9-сүүрет

Дұрыс тетраэдр формасына ийе болған CH_4 метан молекуласын қараймыз (жақлары төрт дана тең қапталлы бирдей үш мүйешликлерден тұратұғын фигураны тетраэдр деп атайды). H атомлары тетраэдрдің төрт төбесінде, ал C атомы оның орайында жайласады (9-сүүрет). Бұл молекула үш дана 3-тәртипли симметрия көшерине ийе, олардың хәр бири төбелердің бири хәм тетраэдрдің орайы арқалы өтеди. :ш дана 4-тәртипли айналық-бұрылыў симметрия көшерлері тетраэдрдің қарама-қарсы қабырғаларының ортасы арқалы өтеди. Бұл айтылғанлардан басқа алты дана симметрия тегислиги болып, олардың хәр бири бир қабырға хәм қарама-

қарсы қабырғаның ортасы арқалы өтеди (9-сұйретте жоқарыда айтылып өтилген симметрия элементлериниң ҳәр қайсысының биреуи келтирилген).

§ 41. Айналық изомерия

Молекулада жеткиликли дәрежедеги симметрияның бар болыуына ямаса жоқ болыуына өзине тән бир құбылыс байланысly. Асимметриялық молекуланы айнада шағылыстырсақ, онда сол молекуладай, бирақ оның менен үйлеспейтуғын және бир молекула алынады. Мысалы CHClBrI молекуласы ұсындай қәсийетке ийе. Бұл молекула метан CH_4 молекуласындағы үш дана H атомларын ҳәр қыйлы болған үш Cl , Br хәм I атомлары менен алмастырған жағдайда алынады. 10-сұйретте вертикаль тегисликте шағылыстырғанда алынған ұсындай еки молекула көрсетилген (сұйретте C атомлары көрсетилмеген). Бұл молекулалардың кеңисликтеги бұрыулардың жәрдемінде бир бири менен үйлеспейтуғынлығы айқын нәрсе. Сонлықтан ұсындай мәнисте бундай молекулалар бирдей емес.



10-сұйрет

Усындай бир бирине ұқсас, бирақ бирдей емес молекулалар бир биринен айналық шағылыстырудың нәтижесінде алынады хәм олар *айналық изомерлер* деп аталады (ямаса *стереоизомерлер* деп аталады). Соның менен бирге изомерлердің бири оң, ал екіншиси шеп деп аталады.

Молекулалардың айырымлары ғана стереоизомерлерге ийе бола алады. Олардың бар яки жоқ болыуы молекуланың симметриясына байланысly. Мысалы, егер молекула тек бир симметрия тегислигине ийе болатуғын болса, онда оның айналық сұйрети өзи менен бирдей болады: олар бир биринен тек кеңисликтеги базы бир көшердің дөгерегіндеги бұрыу менен парықланады. Сонлықтан стереоизомерлерге жүдә симметриялы болған CH_4 молекуласы ғана емес, ал төмен симметрияға ийе болған CH_3Cl хәм хәтте симметрия тегислигине ийе болса да CH_2ClBr молекуласы да ийе болмайды.

Тап сол сыяқлы стереоизомерлерге симметрия орайына яки айналық-бұрылуы көшерине ийе болған молекулалар да ийе болмайды.

Дерлик барлық физикалық қәсийетлери бойынша стереоизомерлер бирдей болады. Олар арасындағы айырмалар, мысалы, ұсындай затлардың еритпелери арқалы жақтылық өткенде бақланады (ұсындай себеплерге байланысly стереоизомерлерди әдетте *оптикалық изомерлер* деп те атайды).

Стереозомерлер арасындағы айырма олардың басқа асимметриялық молекулалар менен тәсирлескенінде айқын көринеди. Еки түрли заттың оң изомерлери арасындағы реакциялар, шеп изомерлер арасындағы реакциялардай болып жүреді: еки процессте бир биринен тек айналық шағылысыуы бойынша айрылады хәм сонлықтан физикалық қәсийетлери бойынша айрылмайды. Тап сол

сыяқты оң изомер менен шеп хэм шеп изомер менен оң изомер арасындағы реакциялар да бирдей болып жүреді. Бірақ биринші жағдайдағы реакциялардың барысы екінші жағдайдағы реакциялардың барысынын анық айрылады. Изомерлердің бір биринен айырмасы усыннан көринеді.

Егер химиялық реакцияның нәтижесінде еки симметриялық (стереоизомерлері жоқ) затлардан асимметриялық молекулалар пайда болатуғын болса, онда айналық шағылысыу дәслепки затларды өзгерте алмайды, сонлықтан бундай симметрия реакцияның нәтижесінде алынатуғын затларды да өзгертпейді. Бул реакцияның нәтижесінде еки изомердің де бирдей муғдардағы араласпасының алынатуғынлығын билдиреди.

§ 42. Кристаллық пәнжере

Атомларының тәртіпті түрде жайласуы кристаллдардың тийкарғы қасиеті болып табылады. Кристаллдардың ишіндеги атомлардың жайласуының симметриясын (ал олардың сыртқы формаларының симметриясын емес) биз үйренеміз.

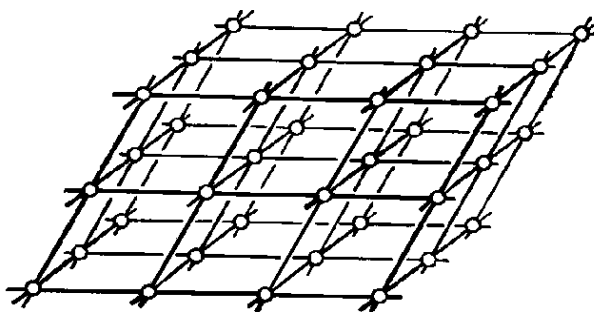
Атомлар жайласқан (дурысырағы атомлардың ядролары) жайласқан нокатлардың жыйнағы хаққында гәп етилгенде *кристаллық пәнжере* хаққында айтады, ал сол нокатлардың өзлерін *пәнжерениң түйинлері* деп атайды. Пәнжерениң симметриясын үйренгенде оны кеңіслікте шексіз деп есаплаймыз, кристаллдардың қаптал бетлеринің бар екенлигин итибарға алмаймыз.

Кристаллық пәнжерениң тийкарғы характеристикасы болып оның құрылысының кеңісліктеги дәуірлиги болып табылады: кристалды қайталанатуғын бөлімлерден туратуғындай етип көз алдымызға келтиреміз. Биз өз-ара параллель болған үш тегісліклердің семействосының жәрдемінде кристаллық пәнжерени бирдей атомларға ийе бирдей параллелопипедлерге бөле аламыз. Бундай жағдайда кристаллық пәнжере бир бирине салыстырғанда параллель ысырылған усындай параллелопипедлердің жыйнағы болып шығады. %3 гезегінде бул кристаллық пәнжерени тутасы менен өзі-өзіне параллель етип параллелопипедлердің қандай да бир қабырғасының бағытында усы қабырғаның ұзынлығын пүтин санға көбейткендей аралықларға көширгенде пәнжерениң өзі менен үйлесетуғынлығын аңлатады. Бундай көшириулерди *трансляциялар* деп атайды, ал пәнжерениң усындай көшириулерге қарата симметриясын *трансляциялық симметрия* деп атайды.

Неайталаулардың нәтижесінде кристаллық пәнжерени пайда етиуге болатуғын ең киши параллелопипедти кристалдың *элементар қутышасы* деп атайды. Усындай қутышаның өлшемлері, формасы хэм қутышадағы атомлардың жайласулары бойынша кристалдың структурасы толығы менен анықланады. Элементар қутышаның үш қабырғасының бағытлары менен ұзынлықтары үш векторды береді, бул векторларды пәнжерениң *тийкарғы дәуірлері* деп атайды; бул ұзынлықтар пәнжерениң өзі өзі менен үйлесетуғын ең киши аралықтар болып табылады.

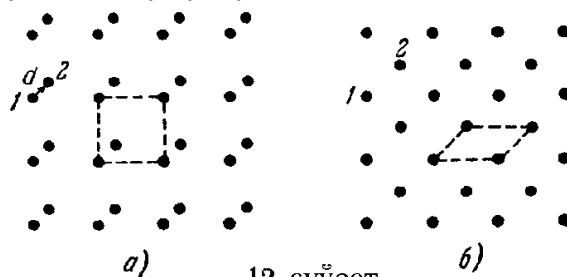
Неандай да бир элементар қутышаның төбесінде атом жайласқан болса, онда усы элементар қутышаның басқа төбелерінде де, басқа элементар қутышаларда да

атомлар жайласқан болады. Бирдей хәм бирдей болып жайласқан атомлардың жыйнағы берілген кристалдың *Бравэ пәнжереси* деп аталады (11-сүўрет). Бравэ пәнжереси трансляциялық симметриясын (яғный кеңисликтеги дәўирлилигин) айқын түрде сәўлелендириўши кристаллық пәнжерениң скелетиниң орнын ийелейди. Оның барлық атомлары пәнжерениң анаў ямаса мынаў трансляциясының жәрдемінде бири бирине үйлеседи.



11-сүўрет

Бирақ Бравэ пәнжересиниң атомлары кристалдағы барлық атомларды береді деп ойламаў керек. Неаала берсе олар бирдей сорттағы атомларды да толық бермейди. Бул әҳмийетли болған жағдайды түсиндириў ушын кеңисликтеги пәнжерени емес (хақыйқатында пәнжере кеңисликтеги пәнжере болып табылады), ал сызылмада аңсат сәўлелендириў мүмкин болған тегис пәнжерени қараймыз.



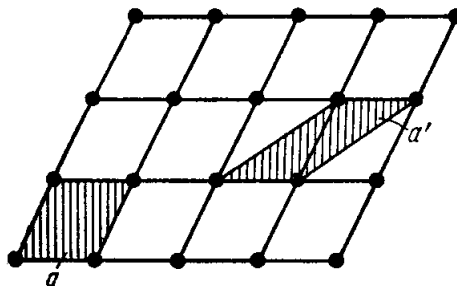
12-сүўрет

Мейли пәнжере 12-сүўретте ноқатлар арқалы көрсетилген бирдей атомлардан туратуғын болсын. Бул атомлар бирдей тәбиятқа ийе болғаны менен кристаллографиялық жақтан толық бирдей болып табылмайды (ұсыған байланслы ол атомларды *эквивалент емес* атомлар деп атаймыз). Хақыйқатында Бравэ пәнжересиндеги атомлардың жайласыўындағы бирдейлик мынаны аңлатады: егер оның қандай да бир атомы базы бир қашықлықта хәм базы бир бағытта қоңысы атомға ийе болатуғын болса, онда Бравэ пәнжересиниң барлық атомлары да тап сондай қашықлықларда хәм бағытларда қоңысы атомларға ийе болады. 12-сүўретте 1 типіндеги ноқатлар 2 типтеги ноқатлардай болып жайласпағанлығы көринип тұр. 1 ноқаты d қашықлығында 2 қоңысысына ийе, бирақ 2 атомы тап сондай қашықлықта жайласқан қоңысыға ийе емес. Сонлықтан 1 хәм 2 ноқатлары бир бирине эквивалент емес хәм биргеликте Бравэ пәнжересин пайда етпейди. Бирақ усы еки типтеги ноқатлардың хәр қайсысы өз алдына бир бирине салыстырғанда d аралығына жылыстырылған еки Бравэ пәнжересин пайда етеди.

Егер 2 атомларын 1 атомлардан дүзилген квадратлардың орайларына ысырып қойсақ (12-б сүўрет), онда барлық атомлар бир бирине эквивалент атомларға айланады: 2 атомы 1 атомы менен қандай қоңысы болса, 1 атомы да 2 атомы менен

сондай қоңысы болып жайласады. Бундай структурада барлық атомлар биргеликте бірден бір Бравэ пәнжересин пайда етеди.

Жоқарыда айтылғанлардан кристалдың бір бирине салыстырғанда белгили бир аралықларға ысырылған бир неше Бравэ пәнжерелеринен тұратуғынлығы көринип тұр. Хәр бир пәнжере белгили бир сорттағы, ямаса қандай да болып жайласқан атомларға тийисли, ал сол пәнжерелердің барлығы да бирдей.



13-сұйрет

Егер кристалдағы барлық атомлар бир Бравэ пәнжересин пайда ететуғын болса, онда бир элементар қутыша тек бир атомға ийе болады. Мысалы 12-б сұйретте хәр бир қутыша (тегис пәнжереде параллелограмм) бир бирден 1 хәм 2 атомларына ийе [Усыған байланыслы хәр бир элементар қутышаға сәйкес келийши атомларды есаплағанда қутышаның төбелериниң тек бирейин усы қутышаға тийисли, ал қалған төбелерди басқа қутышаларғы тийисли деп есаплайды].

Егер кристаллық пәнжере бир неше Бравэ пәнжерелеринен тұратуғын болса, онда элементар қутыша бир неше атомларға ийе болады (хәр бир Бравэ пәнжересинен бир атомнан). Мысалы 12-а сұйретте келтирилген пәнжереде элементар қутыша еки атомға ийе: бир 1 атомы хәм бир 2 атомы.

Кристалды тийкарғы параллелопипедлер болған элементар қутышаларға бөлиў бир мәнисли түрде әмелге асырылмайды. Принципінде элементар қутышаны шексиз көп усыллар жәрдемінде дүзиў мүмкин. Усы жағдайды айқынластырыў ушын 13-сұйретте көрсетилген тегис пәнжерени көремиз. Бул жерде элементар қутыша деп бирдей хұқық пенен а параллелограммын да, а' параллелограммын да алыў мүмкин.

Бирақ элементар қутышыны бир қандай етип алмайық, бул қутышада да бирдей сандағы атомларға хәм бирдей көлемге ийе болады (тегис пәнжереде бирдей майданға ийе болады: а хәм а' параллелограмлары бирдей майданға ийе). Бизлер қандай да бир сорттағы хәм белгили бир тәртипте жайласқан атомды қарайық. Жоқарыда айтылғанлардан хәр бир қутышаға бир усындай атомнан сәйкес келетуғынлығы түсиникли: сонлықтан кристалдың базы бир V көлеміндеги элементар қутышалардың саны усы көлемдеги атомлардың саны N ге тең; демек сайлап алыўдың жолларының көп екенлигине қарамастан бир элементар қутышаның көлеми $v=V/N$ ге тең болады.

§ 43. Кристаллық системалар

Бравэ пәнжереси кристалдың әхмийетли характеристикасы болып табылады хәм кристаллардың симметриясының хәр қыйлы типлериниң классификациясы Бравэ пәнжерелериниң хәр қыйлы типлериниң классификациясына тийкарланады.

Барлық Бравэ пәнжерелери трансляциялық симметрияға ийе болады. Бундай симметрия менен бир қатарда олар 40-параграфта гәп етилген симметрия элементлерине де ийе болады (хәр қыйлы симметрия көшерлері хәм симметрия тегисликлері). Тап ұсындай симметрия хаққында төмендеги классификацияда гәп етиледі.

Бравэ пәнжересиниң хәр бир түйини симметрия орайы болып табылады. Хақыйқатында да пәнжередеги хәр бир атомға ұсы атом менен бир түүрының бойында жайласқан басқа бир атом сәйкес келеди. Сонлықтан қәлеген Бравэ пәнжереси симметрия орайына ийе. Бирақ Бравэ пәнжерелери оннан да үлкен симметрияға ийе болыўы мүмкин.

Шекли өлшемлердеги фигура (мысалы молекула) принципінде қәлеген тәртиптеги симметрия көшерине ийе болыўы мүмкин. Ал дәўирли структура болған кристаллық пәнжере тек ғана 2-, 3-, 4- хәм 6-тәртипли симметрия көшерине ийе бола алады. Хақыйқатында да, егер пәнжереде 5-тәртипли симметрия көшери бар болғанда пәнжереде бес мүйешликлер бойынша жайласқан түйинлерге ийе тегисликлерди табыў мүмкин болар еди. Бундай жағдайдың орын алыўы мүмкин емес, себеби тегисликти тек ғана үш мүйешликлер, квадратлар хәм алты мүйешликлер менен ғана тығыз етип толтырыў мүмкин. Буны дәлиллей ұшын тегисликтеги қандай да бир ноқатты қарайық. Бул тегисликте ұсы тегисликти толтырып тұрған көп мүйешликлердің қабырғалары тийисип туратуғын болсын. Толтырыўдың тығыз (бос орынлар қалмайтуғындай) болып әмелге асырылыўы ұшын көп мүйешликтиң мүйеши (оның қоңысылас еки қабырғасы арасындағы мүйеш) 2π диң пүтин бөлегине тең болыўы керек (яғный $2\pi/p$ ға тең болыўы керек, p базы бир пүтин сан). Екинши тәрептен дурыс n мүйешликтеги мүйештиң $\pi(n-2)/n$ ге тең екенлиги бәршемизге де белгили. Сонлықтан биз

$$\frac{\pi(n-2)}{n} = \frac{2\pi}{p}$$

теңлигин аламыз. Буннан

$$\frac{2n}{n-2}$$

шамасының пүтин санға тең болатуғынлығы келип шығады. Бул жағдай $n=3, 4, 6$ болғанда ғана орынланады.

Солай етип биз пәнжереде симметрияның барлық түрлериниң орын алмайтуғынлығын көремиз. Бул жағдай өз гезегінде Бравэ пәнжересиниң симметриясының тек белгили бир сандағы типиниң бар екенлигине алып келеди. Бул типлер *кристаллық системалар* деп аталады. Бул системалар менен танысамыз.

1. Кублық система. Бравэниң ең жоқары симметрияға ийе пәнжереси кублық симметрияға ийе болған пәнжере болып табылады (пәнжерениң симметрия көшерлері менен тегисликлерин биримлеп атап отырыўдың орнына биз сондай симметрияға ийе фигураны - кубты қараймыз).

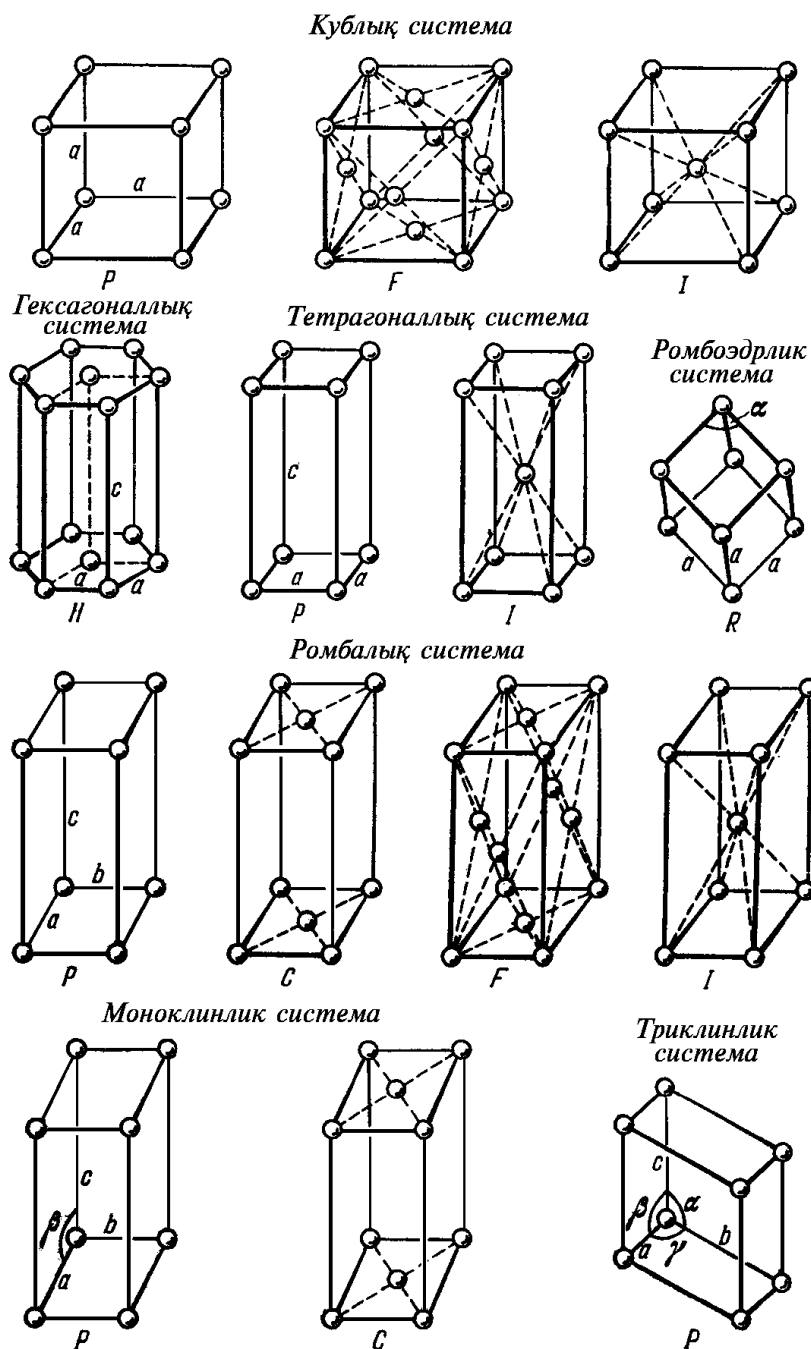
Бизлер бундай пәнжерени кублық қутышалардың төбелерине атомларды жайластырыў арқалы аламыз. Бирақ бул кублық симметрияға ийе Бравэ пәнжересин алыўдың бирден бир жолы емес. Кублық қутышаның орайына атомларды жайластырсақ та кублық симметрияны өзгермейтуғынлығы айқын. Соның менен бирге қутышаның орайындағы атомлар менен төбелеріндеги

атомлар өз-ара бирдей болып жайласады (бирдей қоңысыларға ийе), яғный бир Бравэ пәнжересине тийисли болады. Бұл айтылғанлардан басқа Бравэ пәнжересин атомларды кублық қутышаның төбелерине хәм оның қапталларының орайларына орналастырыу арқалы да алыуға болады.

Солай етип кублық системаға тийисли үш түрли Бравэ пәнжереси болады екен. Оларды *эпиұайы*, *көлемде орайласқан* хәм *қапталда орайласқан* пәнжерелер деп атайды (оларды белгилеу үшін сәйкес P, I хәм " символлары қолланылады). 14-сүүретте бұл пәнжерелердің қутышаларындағы атомлардың жайласыулары көрсетилген.

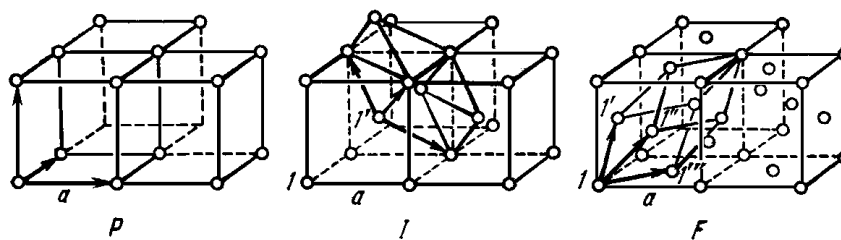
!пиұайы Бравэ пәнжересиниң кублық қутышасы элементар қутыша болып табылады. I хәм " пәнжерелериниң қутышалары элементар қутышалар болып табылмайды; бұл бундай қутышаларда бирден аслам атомлардың бар екенлигинен көринип тұр. 15-сүүретте барлық үш типтеги кублық пәнжерелердің элементар қутышалары көрсетилген (жұуан сызықлар менен). Кублық көлемде орайласқан қутышада еки атом жайласқан болады (15-сүүреттеги 1 хәм 1' атомлары), ал қапталда орайласқан қутышада төрт атом жайласады (сүүреттеги 1, 1', 1'', 1''' атомлары). Басқа атомларды басқа элементар қутышаларға тийисли деп қарау керек. Буннан көлемде орайласқан хәм қапталда орайласқан элементар қутышалардың көлемлериниң $a^3/2$ хәм $a^3/4$ екенлиги көринип тұр (а арқалы кубтың қабырғасының ұзынлығы белгиленген).

a ұзынлығы *пәнжере турақлысы* деп аталады. Бұл кублық пәнжерени характерлеуши бирден бир санлық параметр болып табылады.



14-сүрөт

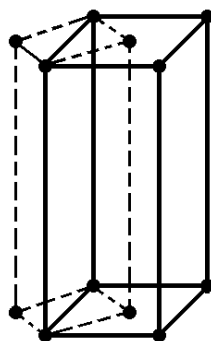
Көлемде хэм қапталда орайласқан пәнжерелердеги элементар қутышалар пәнжереге тән болған кубтың симметриясына өзінен өзи ийе болмайды. Бундай мағанада бундай қутышылардың жәрдеминде кристалдың структурасының сүүрети оның симметриясын көргизбели түрде сәулелендире алмайды. Сонлықтан кристалдағы атомлардың жайласыўларын көрсеткенде әдетте элементар емес кублық қутышадан пайдаланады. Бундай жағдайда кублық қутышаның үш қабырғасы ушын көшерлери X , Y хэм Z болған түүры мүйешли координаталар системасынан пайдаланады, ал координатаның өлшеў бирлиги ретинде a тұрақлысы сайлап алынады. Кубтың орайында жайласқан атом үш $\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}$ координаталары менен тәрийипленеди, ал $\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0$ координатасы X : тегислигине параллель қапталдың орайындағы атомға сәйкес келеди ҳ.т.б.



15-сүүрет

2. Тетрагоналлық (ямаса квадратлық) система. Егер кубты қабырғаларының биринің бағытында созсақ, онда төменирек симметрияға ийе болған фигура - туўры мүйешли квадрат призма алынады. Оның симметриясы тетрагонал системаға кириўши Бравэ пәнжересиниң симметриясына сәйкес келеди.

Бундай пәнжерелердиң еки типі бар: әпиўайы ҳәм көлемде орайласқан (олардың қутышалары да 14-сүўретте сәўлелендирилген). Егер әпиўайы призманың ұлтанларының орайына бир бирден атом орналастырсақ, тап сондай симметрияға ийе болған пәнжерени аламыз деген пикир пайда болады (16-сүўрет). Бирақ бундай жағдайда да ұлтаны квадрат болған призма тәризли қутышаны жаңаша сайлап алыў жолы менен әпиўайы тетрагоналлық Бравэ пәнжересине қайта келетуғынлығымызды аңсат көриўге болады. Демек призманың ұлтанларының орайларына атомларды жайластырыў менен бир жаңа ҳеш нәрсе ала алмайды екенбиз. Ҳақыйқатында да ұлтанлардың орайларындағы атомларды бир бири менен тутастырып 16-сүўретте көрсетилгендей дәслепки призманың симметриясынан парқы жоқ, ал атомлары призманың тек төбелеринде жайласқан призманы аламыз. Усындай себеплерге байланыслы қапталда орайласқан Бравэ пәнжереси болмайды, бундай пәнжере көлемде орайласқан пәнжереге алып келинеди.



16-сүўрет

Тетрагоналлық пәнжере еки турақлы менен тәрийипленеди: ұлтанының бир тәрепиниң узынлығы a ҳәм призма тәризли қутышаның бийиклиги c .

3. Ромбалық (ямаса ортогоналлық) система. Егер кубты еки қабырғасы бойынша еки түрли етип созсақ биз қабырғаларының узынлықлары ҳәр қыйлы болған туўры мүйешли параллелолипед аламыз. Бул фигураның симметриясы ромбалық системадағы пәнжерелердиң симметриясына сәйкес келеди.

Ромбалық Бравэ пәнжерелериниң төрт типі бар: әпиўайы, көлемде орайласқан, қапталда орайласқан ҳәм орайласқан ұлтанларға ийе тип (кейинги тип С ҳәрипи менен белгиленеди). 14-сүўретте берилген системаның барлық симметриясына сәйкес келетуғын ромбалық пәнжерелердиң тийкарғы параллелолипедлери

келтирилген. Бул жерде тек әпиұайы Бравэ пәнжереси жағдайында ғана элементар қутышаға сәйкес келеди.

Ромбалық пәнжере үш параметр менен тәрийипленеди: призма тәризли қутышаның қабырғаларының ұзынлықтары a , b , c . Бул шамалар қутышаның қабырғалары бойынша алынған туұры мүйешли координаталар системасындағы ұзынлықлардың бирлиги ретинде сайлап алынады.

4. Моноклинлик система төменирек симметрияға ийе болады. Бул туұры мүйешли параллелопипедти оның қабырғаларының бириниң бағытында майыстырғанда алынатуғын фигураның симметриясына сәйкес келеди; бул ықтыярлы ултанға ийе туұры параллелопипед болып табылады. Бундай системаға Бравэнің еки пәнжереси сәйкес келеди (14-сүүреттеги Р хәм С пәнжерелери).

Моноклинлик система төрт параметр менен тәрийипленеди: қутышаның үш қабырғасының ұзынлықтары a , b , c хәм олардың екеўиниң арасындағы мүйеш β (басқа мүйешлер туұры мүйешлер болып табылады). Бул жерде де атомлардың ийелеген орынларын анықлаў ушын қутышаның үш қабырғасы бойынша жайластырылған координаталар системасы қолланылады. Бирақ бул система туұры мүйешли емес координаталар системасы болып табылады.

5. Триклинлик система ықтыярлы қыя параллелопипедтиң симметриясына сәйкес келеди. Бул ең төмен симметрия болып табылады (ол тек симметрия орайына ийе). Буған Бравэнің пәнжересиниң бир тип (Р тип) киреди хәм бул пәнжерениң элементар қутышасы ұзынлықтары a , b , c хәм олар арасындағы мүйешлер α , β , γ лар менен тәрийипленеди.

Және де еки кристаллық система өзлерине тән белгили бир айырмашылықларға ийе болады.

6. Гексагоналлық система. Бул системаның пәнжереси алты мүйешли туұры призманың симметриясына сәйкес келиўши жүдә жоқары симметрияға ийе. Бул системаның Бравэ пәнжереси (оны Н символы менен белгилеймиз) тек бир ұсыл менен дүзилиўи мүмкин: оның түйинлери алты мүйешли призманың төбелеринде хәм оның алты мүйешли ултанының орайларында жайласады.

Гексагоналлық пәнжере еки параметрдиң жәрдемінде анықланады: ултанының тәрәпиниң ұзынлығы a хәм призма тәризли қутышаның бийиклиги c . Бул пәнжередеги элементар қутыша болып 14-сүүретте пунктир сызық пенен көрсетилген ултаны ромба тәризли параллелопипед болып табылады. Бул элементар қутышаның қабырғалары (бийиклиги c хәм ултанының еки тәрәпи арасындағы мүйеш 120° қа, ұзынлығы a ға тең) пәнжередеги атомлардың ийелеген орынларын анықлаў ушын координата көшерлери сыпатында қабыл етиледі.

7. Ромбоэдрлик система ромбоэдрдиң симметриясына сәйкес келеди. Ромбоэдр деп кубты қабырғаларының ұзынлықтарын өзгертпей көлемлик диагоналының бағытында созғанда (ямаса қысқанда) алынатуғын фигураны айтады. Оның барлық қаптал бетлери бирдей ромбалар болып табылады. Бул системадағы Бравэ пәнжересинидеги (оны R арқалы белгилеймиз) ромбоэдрлердиң төбелеринде жайласады. Бул пәнжере еки параметр менен тәрийипленеди: қутышаның қабырғаларының ұзынлығы a хәм олар арасындағы мүйеш α ($\alpha=90^\circ$ та ромбоэдр кубқа айланады).

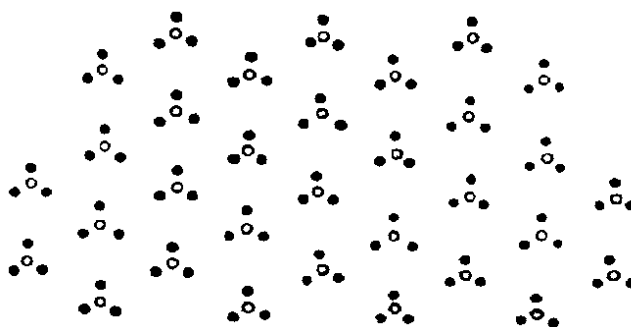
Усының менен хәр қыйлы Бравэ пәнжерелерин баянлау тамам болады. Биз Бравэ пәнжерелеринің симметриясының дети типинің – жети кристаллық системаның бар екенлигин көрдик. Бул системаларға Бравэ пәнжерелеринің хәр қыйлы 14 типі сәйкес келеді.

Кристаллық системалар кристалларды классификациялаудың тийкары болып табылады хәм кристаллардың қасиетлерин тәрийиплегенде биринши болып атап өтиледі. Ноысқашалық ушын жийи қолланылатуғын "гексагоналлық кристалл", "кублық кристалл" ғ.т.б. сөзлери оның кристаллық системасын көрсететуғын сөзлер сыпатында қабыл етиу керек (бул кристалдың сыртқы формалары хаққында мағлыұматларды бермейди).

Ромбоэдрлик, гексагоналлық хәм тетрагоналлық системадағы кристалларды *бир көшерли* (олардың пәнжерелери еки параметр менен тәрийипленеди), ал триклинлик, моноклинлик хәм ромбалық системадағы кристалларды *еки көшерли* кристаллар деп аталатуғынлығын көрсетип өтемиз.

§ 44. Кеңисликтеги топарлар

Жоқарыда қарап өтилген Бравэ пәнжерелери эквивалент, яғный бирдей хәм бирдей болып жайласқан атомлардың жыйнағы болып табылады. Биз Бравэ пәнжересинің кристалдағы барлық атомларды өзинің ишине қамтымайтұғынлығын атап өттік. Ал кристаллдың хақыйқый структурасы бир бирине салыстырғанда ысырылған бир неше Бравэ пәнжерелеринен турады. Бул пәнжерелердің бирдей болыуына қарамастан олардың симметриясы, яғный хақыйқый кристалдың симметриясы бир Бравэ пәнжересинің симметриясынан үлкен айырмаға ийе болыуы мүмкин.

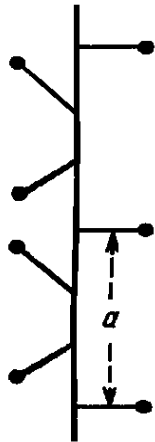


17-сүұрет

Бул әхмийетли жағдайды көргизбелилик ушын және де тегис пәнжере ушын көрсетемиз. 17-сүұретте жақты дөңгелеклер менен Бравэнің тегис "гексагоналлық" пәнжересинің түйинлери көрсетилген. Бул пәнжерениң хәр бир түйини арқалы (сызылма тегислигине перпендикуляр) 6-тәртіпли симметрия көшери өтеди. Мейли енди усы пәнжереге тап усындай болған үш пәнжере қосылсын. Олардың түйинлери 17-сүұретте қара ноқатлар жәрдемінде көрсетилген. Енди 6-тәртіпли симметрия көшери жоғалып, 3-тәртіпли симметрия көшеринің қалатуғынлығы айқын көринип тур.

Биз бул жерде хақыйқый пәнжерениң құрамаласыуының салдарынан оның Бравэ пәнжересинің симметриясына салыстырғанда оның симметриясының төменлеуине алып келетуғынлығын көремиз.

Хақыйқый кристаллық пәнжерелерде бурыўлар менен айнада шағылыстырыўлардың параллель көширийлер менен комбинациясын есапқа алыў зәрүр болады. Бундай болған жаңа элементлерди *винтлик көшерлер* ҳәм *айналық жылжытыўшы тегислик* деп атаймыз.



18-сүүрет

Егер пәнжере көшердин дөгеринде $2\pi/n$ мүйешине бурылғанда ҳәм усы бурылыў менен бирге усы көшер бағытында базы бир аралыққа жылыстырылғанда өзи өзи менен үйлесетуғын болса, онда ол n -тәртипли винтлик көшерге ийе деп есапланады. Усындай жағдайды иллюстрациялаў ушын 18-сүүретте 3-тәртипли винтлик көшерге ийе атомлардың сызықлы дизбеги көрсетилген (бул дизбектиң узынлығын шексиз үлкен деп есеплаймыз). Бул структура дәйирли, дәйири a ға тең, 120° градусқа бурғанда ҳәм усы бурыў менен бирге көшер бағытында $a/3$ ке жылыстырылғанда бул дизбек өзи өзи менен үйлеседи.

Егер пәнжере базы бир тегисликте шағылыстырғанда ҳәм соның менен бирге усы тегисликте жатырған бағытта белгили бир аралыққа жылыстырғанда өзи өзи менен үйлесетуғын болса, онда пәнжере айналық жылжытыўшы тегисликке ийе деп айтамыз.

Солай етип хақыйқый кристалл белгили бир трансляциялық симметрияға (бул симметрия Бравэ пәнжересиниң типі менен тәрийипленеди) ийе болады, соның менен бирге әпиўайы ҳәм винтлик симметрия көшерлерине, айналық-бурылыў көшерине, әпиўайы ҳәм айналық шағылыстырыўшы симметрия тегисликлерине ийе бола алады. Бул элементлердин барлығы да ҳәр қыйлы комбинацияларды бир бири менен бириге алады.

Хақыйқый кристаллық пәнжерениң барлық симметрия элементлериниң жыйнағы *кеңисликтеги топар* деп аталады. Усы кеңисликтеги топардың жәрдемінде кристалдағы атомлардың жайласыўлары, яғный оның ишки структурасының симметриясы толығы менен анықланады.

Барлығы болып 230 кеңисликтеги топарлар бар (олар Е.С.Федоров тәрәпинен табылған). Бул топарларды кристаллографиялық системалар бойынша бөлистириў қабыл етилген. Биз бул жерде барлық кеңисликтеги топарларды санап отырмаймыз, ал теп бул топарлар ҳәр қыйлы системалар бойынша қалай тарқалғанлығын көрсетип өтеміз:

Триклиник	2	Тетрагоналық	68
Моноклиник	13	Гексагоналық	45
Ромбалық	59	Кублық	36
Ромбоэдрлик	7		

41-параграфта молекулалардағы айналық изомерия ҳаққында гәп етилип еди. Бул қубылыс кристалларда да орын алады (бул жерде оны *энантиоморфизм* деп атайды). Сондай кристаллар бар, олардың пәнжерелери бир бириниң айналық сәўлеси болып табылады, олар бир бири менен кеңисликтеги ҳеш бир көширийлердин жәрдемінде үйлеспейди. Молекулалардағыдай сыяқлы кристаллардың энантиоморфизми пәнжереди қандай да бир тегисликте

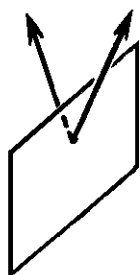
шағылыстырыуды өз ишине алатуғын симметрия элементи болмаған жағдайда орын алады. Бұндай структураның мысалы ретінде ромбоэдрлік системаға кириуші әдеттеги кварцты көрсетіуге болады (бұл әдеттегидей температуралардағы кварцтың модификациясы болып табылады).

§ 45. Кристаллық класслар

Затлардың атомлық құрылысы тиккелей сезилмейтуғын көп санлы физикалық қубылыстар бар. Бұндай қубылыстарды изертлегенде затлар ишки құрылысы итибарға алынбай, тұтас орталық деп қаралады. Мысал ретінде денелердің жыллылықтан кеңейіуін, сыртқы күшлердің тәсирінде олардың деформацияланыуын қ.т.б. көрсетіуге болады. Затлардың тұтас орталық сыпатындағы қасиетлери *макроскопиялық қасиетлер* деп аталады.

Кристаллардың макроскопиялық қасиетлери олардағы хәр қыйлы бағытлар бойынша хәр қыйлы. Мысалы жақтылықтың кристалл арқалы өтиіуінің өзгешеликлери нурдың бағытына байланыслы; жыллылықтан кеңейіу хәр қыйлы бағытлар бойынша хәр қыйлы; кристаллдың деформациясы да сыртқы күшлердің ориентациясына байланыслы қ.т.б. Ноәсиейеттің бағытларға ғәрезли болыуы, әлбетте, кристаллдың құрылысына байланыслы. Мысалы кублық кристалды кублық қутышалардың қабырғалары бағытында созыу оның көлемлик диагоналының бағытнда созыу менен бирдей болмайтуғынлығы өзи өзинен түсиникли.

Денениң физикалық қасиетлериниң бағыттан ғәрезлилиги *анизотропия* деп аталады. Кристалды анизотропиялық орталық деп қарауға болады. Бұндай көз-қарас бойынша кристаллар қасиетлери барлық бағытлар бойынша бирдей болған *изотропиялық орталықлардан* (сұйықлықтар менен газлер) принципиаллық жақтан айрылып тұрады.



19-сүүрет

Кристаллардың қасиетлери улыўма түрде айтқанда хәр қыйлы бағытлар бойынша хәр қыйлы болғаны менен айырым бағытларда қасиетлер бирдей болыуы мүмкин; бұндай бағытлар эквивалент бағытлар болып табылады. Мысалы, егер кристалл симметрия орайына ийе болса, онда хәр бир бағытқа қарама-қарсы бағыт эквивалент; кристалда симметрия тегислиги орын алған жағдайда хәр бир бағытқа ұсы бағытты сол тегисликте шашыратыудың нәтийжесинде алынған бағыт эквивалент болып шығады (19-сүүрет) қ.т.б.

!лбетте, кристалдағы "бағытлар симметриясы" хәм соның менен бирге кристалдың макроскопиялық қасиетлериниң симметриясы оның симметрия көшерлери хәм тегисликлери менен анықланады. Бұл жерде трансляциялық симметрияның тәсири аз, себеби пәнжерени өзи өзине параллель қалдырып көшириу ондағы бағытларды өзгертпейди. Сонлықтан макроскопиялық қасиетлер ушын кристалдың қандай Бравэ пәнжересине ийе болғанлығы әхмийетке ийе емес (берилген системада бар болған Бравэ пәнжерелери нәзерде тутылмақта). Бұндай көз-қарастан кристалдағы берилген тәртиптеги әпиұайы ямаса винтлик симметрия

көшерлерінің бар болуы, тап сол сыяқты бар симметрия тегислігінің әпйайы екенлігі ямаса айналық-жылжытыушы тегіслік екенлігі әхмийетке ийе емес.

Кристаллардағы бағытлардың симметриясын тәрийіплейтуғын симметрия көшерлері менен тегісліктерінің мүмкін болған комбинацияларының саны шеклі, ал атап айтқанда 32. Бул комбинациялар – кристалдың ямаса анизотропиялық орталықтың симметриясының типлері *кристаллық класслар* деп аталады.

Жоқарыда айтылғанлардан кеңісліктегі топарлар менен оның класслары арасында белгілі бір байланыстың бар екенлігі өз өзінен түсініклі. Класслар кеңісліктегі топарлардан келіп шығады. Бул жағдайда барлық трансляциялардың дыққатқа алынбауы, әпйайы хәм винтлік көшерлер, әпйайы хәм жылжып шашыратушы тегісліктер арасындағы айырмалар есапқа алынбауы керек.

Кристаллық класслар да кеңісліктердегі топарлар сыяқты кристаллардағы Бравэ пәнжересінің қандай екенлігіне байланысты системалар бойынша бөлістірілген. Триклинлік системаға 2, моноклинлік системаға 3, ромбалық системаға 5 хәм гексагоналлық системаға 7 класс (бул жерде ромбоэдрлік системаның барлық класслары Бравэнің гексагоналлық пәнжересі менен де, ромбоэдрлік пәнжересі менен де беріліуінің мүмкін екенлігін атап өтеміз) кіреді.

Берілген системаға кіріуші класслардың ишінде системаның толық симметриясына ийе болатуғынлары да бар. Ноалған класслар төменірек симметрияға ийе болып сәйкес система ийе болған симметрияға қарағанда төменірек симметрияға ийе болады.

Кристалдың макроскопиялық қасиетінің симметрия менен байланыстылығының мысалы ретінде жыллылықтан кеңейіуін қараймыз.

Изотроп денелер болған сұйықтық ямаса газ қыздырылғанда барлық тәрептерге бірдей болып кеңейеді; сонлықтан бір жыллылыққа кеңейіу коэффициентіне ийе болады. Тап ұсындай қасиеттің кублық кристалларға да тийіс екенлігін аңсат көріуіге болады. Хәқыйқатында да кублық кристалл кеңейіудің нәтижесінде кублық кристалл болып қалуы керек. Сонлықтан бундай кристалл барлық тәрептерге бірдей болып кеңейеді хәм изотроплық дененің қасиетіне сәйкес қасиетке ийе болады.

Тетрагоналлық кристалл қыздырудың нәтижесінде тетрагоналлық кристалл болып қалатуғын болса да, оның қуышасының бийіклігі c ның ені a ға қатнасының тұрақты болып қалуы шәрт емес. Сонлықтан кристалл қуышасының бийіклігі хәм оған перпендикуляр бағытларда хәр қыйлы болып кеңейеді. Басқа сөз бенен айтқанда тетрагоналлық кристалдың жыллылықтан кеңейіуі екі коэффициент пенен тәрийіпленеді (бул айтылғанлар барлық бір көшерлі кристаллар үшін да тән). Ал екі көшерлі кристаллардың жыллылықтан кеңейіуі үш коэффициент пенен тәрийіпленеді хәм бул коэффициенттер үш көшер бойынша кеңейіуіге сәйкес келеді.

§ 46. Химиялық элементлердің пәнжерелері

Базы бир ҥақыйқый кристаллардың құрылысын тәрийиплеўге өтиўдин алдында биз жоқарыда пәнжерениң түйинлеринде атомлардың жайласатуғынлығын айтып өткенимизди, ал атомлардың орнына атом ядролары ҥаққында айтқанның дурысырақ болатуғынлығын атап өтемиз. Кристаллық пәнжерередеги атомларды ноқат сыпатында қарай алмаймыз; олар пәнжерениң көлемин мәлим дәрежеде толтырып турады, бир бири менен қоңысылас атомлар бир бирине тийисип турады. Усының салдарынан молекулалардағы сыяқлы, олардың сыртқы электронлық қабықлары сезилерликтей майысады ҥәм изоляцияланған атомларға салыстырғанда "коллективлестириледі". Сонлықтан кристалдың құрылысын толық ҥәм дәлирек тәрийиплеўде пәнжерениң барлық көлеми бойынша "электронлық тығызлықтың" бөлистирилиўи гәп етиледі.

Химиялық элементлердин кристаллық құрылысынан баслаймыз. Элементлер тәрепинен пайда етилетуғын пәнжерелердин ҥәр қыйлы 40 лаған түри белгили. Усы пәнжерелер ишинде жүдә құрамалалары да бар. Мысалы марганецтиң модификацияларының бири Бравэниң кублық көлемде орайласқан пәнжересин пайда етип кристалланады, бир кублық қутышада 58 атом жайласады (элементар қутышада 29 атом), күкирттиң бир модификациясы қутышасында 128 атом жайласқан Бравэниң қапталда орайласқан пәнжересини ийе (элементар қутышада 32 атом). Бирақ усыған қарамастан элементлердин басым көпшилиги әпиўайы пәнжерелерди пайда етип кристалланады.

Шама менен жигирма элемент бир қапталда орайласқан Бравэ пәнжересин пайда етип кублық кристалларды пайда етеди. Буған көплеген металлар (Ag, Au, Cu, Al ҥәм бақалар) ҥәм инерт газлердин кристаллары киреди. Он бестей элементтиң (металлардың) кристалларында атомлар Бравэниң бир көлемде орайласқан кублық пәнжересин пайда етеди. Силтили металлардың (Li, Na, K) кристаллары тап усындай құрылысқа ийе. Соның менен бирге ҥеш бир химиялық элемент әпиўайы кублық құрылысқа ийе емес.

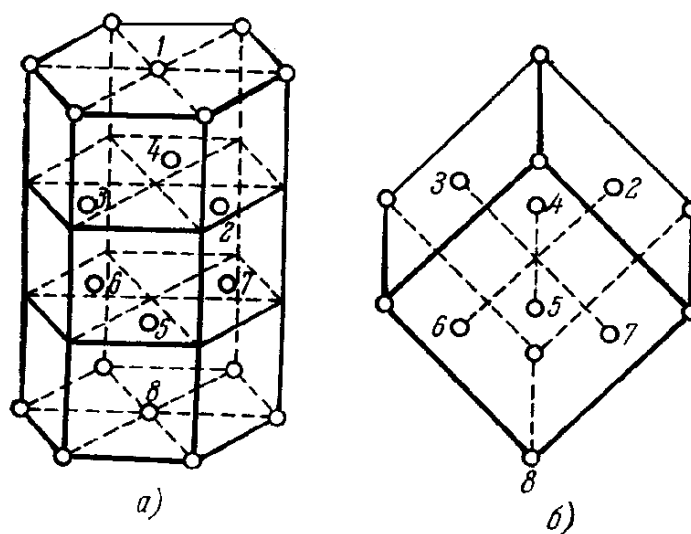
Көлемде ҥәм қапталда орайласқан құрылыслардың артықмашлығын түсиндириў ушын терең физикалық мәниске ийе болмаса да бир мәселени қарап шығамыз. Бул мәселе өзиниң қойылыўы менен бирдей шарларды жайластырыўға байланысly.

Дәслепп шарларды кублық пәнжере түринде жайластырыўды қараймыз. Бундай пәнжеререде кублық қутышалардың бир бири менен қоңысылас төбелеринде жайласқан шарлар бир бирине тийиседи. Сонлықтан кубтың қабырғасы a шарлардың диаметри d ға тең. ҥәр бир кублық қутышаға бир бирден шар сәйкес келетуғын болғанлықтан бир шарға $a^3 = d^3$ көлеми сәйкес келеди деп айта аламыз.

Шардың өзиниң көлеми $\frac{4\pi}{3} \frac{d^3}{8} = 0.52d^3$ қа тең, яғный қутышаның көлеминиң 52 процентин құрайды.

Тығызлыққа көбирек итибар беретуғын болсақ көлемде орайласқан кублық пәнжере дыққат орайында турады. Бундай жағдайда бир бирине тийисип туратуғын жақын қоңысылар қутышаның орайында ҥәм төбелеринде турған атомлар болып табылады. Кубтың кеңисликлик диагоналының узынлығы $a\sqrt{3}$ ке тең болғанлықтан $d = a\sqrt{3/2}$ теңлигиниң орынланыўы керек. Буннан кублық қутышаның көлеми

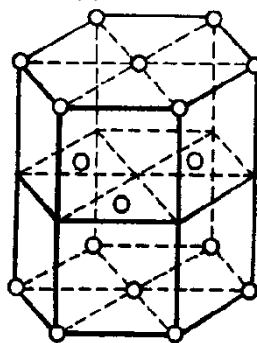
$a^3 = 8d^3/3\sqrt{3}$ ке тең. Бірақ көлемде орайласқан хәр бир элементар қутышаға еки атомнан сәйкес келеди. Ал бир шарды өз ишине алатуғын элементар қутышаның көлеми $4d^3/3\sqrt{3}$ ке тең; сонлықтан шардың бұл көлемнің 68 процентин толтырып тұратуғынлығын аңсат есаплайға болады.



20-сүүрет

Атомларды тығыз етип жайластырыўдың ең утымлы усылларының бири қапталда орайласқан кублық пәнжере болып табылады. (усы себепке байланысly усындай құрылысты *кублық тығыз етип жайластырыў* деп те атайды). Бұл жағдайда қутышаның қапталының орайында жайласқан атом қутышаның төбелеринде жайласқан атомлар менен тийисип турады. Сонлықтан кубтың қабырғасының ұзынлығы $a = d\sqrt{2}$ ге тең. Элементар қутышаның көлеми кубтың көлеминен 4 есе киши хәм $\frac{a^3}{4} = \frac{d^3}{\sqrt{2}}$ ге тең. Сонлықтан шар бұл жағдайда бұл көлемнің 73 процентин толтырып турады.

Егер усы пәнжерге кубтың диагоналы бағытында қарайтуғын болсақ, онда пәнжерени белгили бир избе-изликтеги қатламлардан турады деп тәрийиплеўге болады. Хәр бир қатламда түйинлер (шарлардың орайлары) дұрыс үш мүйешликлерден тұратуғын тор пайда етеди (20-а сүүрет). Хәр бир келеси қатламда түйинлер төмендеги қатламдағы үш мүйешликлердің ортасында жайласады. Усындай болып түйинлерди (шарларды) избе-из жайластырыўдың үш усылы бар (20-а хәм б сүүретлерде цифрлар жәрдемінде усы қатламлардың түйинлери менен кублық қутышаның түйинлери арасындағы сәйкеслик көрсетилген).



21-сүүрет

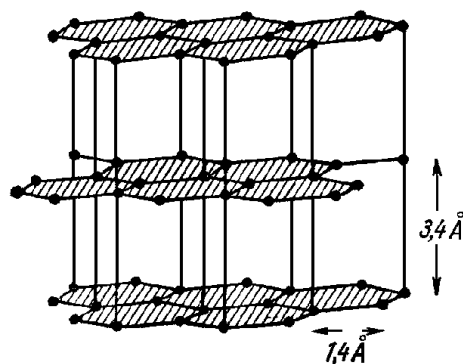
Сондай тығыз етип жайластырыўды қатламлардың тек еки түрин ғана дизий арқалы пайда етиўге болады (21-сүўрет). Бундай жағдайда элементар қутышасында еки атом болатуғын гексагоналлық пәнжере қәлиплеседи. Бундай пәнжерени *гексагоналлық тығыз жайластырыў* деп атайды. Шарлар жағдайында призма тәризли қутышаның бийиклиги c ның (бир бирине жақын болған бирдей қатламлар арасындағы қашықлық) оның ұлтанының ұзынлығы a ға қатнасы $c/a=1.63$ ке тең болыўының кереклигин аңсат есаплаўға болады.

Гексагоналлық тығыз жайластырылған типтеги пәнжереге шама менен он бес элемент (металл) ийе: Mg, Cd, Zn, Ni ҳәм басқалар. Бұл элементлерде көшерлердің қатнасы идеаллық мәнис болған 1.63 ке жүдә жақын. Бирақ буннан өзгеше жағдайлар да орын алған; Cd менен Zn те c/a қатнасы шама менен 1.9 ға тең, яғный пәнжере призманың ұзынлығы бағытында созылған. Бұл жағдай бұл кристаллардың анизотроплығының айқын көринийине алып келеди.

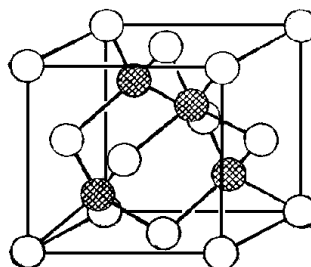
Жоқарыда тәрийипленген пәнжерелердің үш түри элементлер арасындағы ең көп тарқалғаны болып табылады. Усылар менен қатар өзине тән пәнжерелер де бар. Бундай пәнжерелерге аз сандағы элементлер ийе. Солардың базы бирейлері ҳаққында айтып өтемиз.

Углеродтың ең көп тарқалған модификациясы графит гексагоналлық пәнжереге ийе. Бундай пәнжере пайда етиў менен графиттен басқа ҳеш бир элемент кристалланбайды. Бұл пәнжере қатлмлық характерге ийе: пәнжере атомлар дурыс алты мүйешликлердің төбелеринде жайласқан, тегис, бир бирине параллель болған қатламлардан тұрады (22-сүўрет). Неоңысылас қатламлар арасындағы қашықлық қатлам ишиндеги атомлар арасындағы қашықлықтан 2.3 есе үлкен. Бұл жағдай графиттің аңсат қатламланыўына алып келеди.

Углеродтың басқа модификациясы алмаз кублық пәнжереге ийе. Бұл кублық пәнжерени бир биринен кубтың диагоналының төрттен бирине жылыстырылған Бравэнің еки қапталдан орайласқан пәнжересинен тұрады деп қараўға болады. Усының нәтийжесинде углеродтың ҳәр бир атомы бирдей қашықлықларда тетраэдрдің төбелеринде жайласқан төрт углерод атомы менен қоршалған болып шығады. Бұл пәнжере 23-сүўретте келтирилген (бұл сүўреттеги боялған ҳәм боялмаған дөңгелеклер Бравэнің ҳәр қыйлы пәнжерелерине сәйкес келиўши углерод атомларына сәйкес келеди). Алмаз типиндеги пәнжереге углеродтың гомологлары болған кремний менен германий ийе.



22-сүўрет



23-сүўрет

Висмуттың пәнжереси қызық характерге ийе. Ол ромбоэдрлик системаға жатады, бирақ кублыққа жақынлығы менен үлкен әҳмийетке ийе. Висмуттың

пәнжересин азмаз деформацияланған әпиұайы кублық пәнжере сыпатында көз алдыға келтиріу мүмкин: куб өзиниң көлемлик диагонали бағытында созылған (яғный куб ромбоэдрге айланады) хәм соның менен бирге атомлардың киши қосымша аўысыўы орын алады.

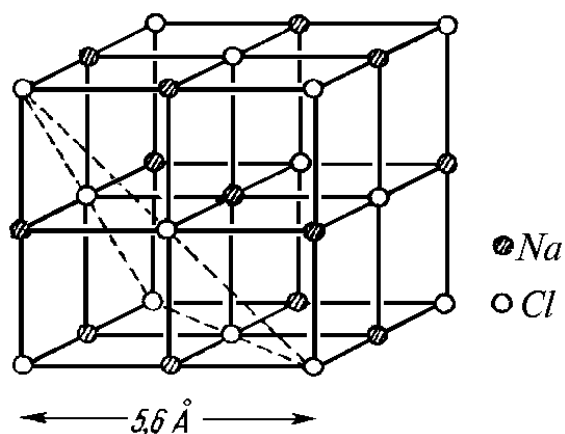
Жоқарыда тәрийипленген элементлердиң пәнжерелери *атомлық* характерге ийе: бул жерде айырым молекулаларды айырып алыу мүмкин емес. Базы бир элементлер *молекулалық пәнжерелерде* кристалланады. Мысалы водород, азот, кислород хәм галоидлар (F, Cl, Br, I) еки атомлық молекуладан туратуғындай болып пәнжере пайда етеди. Бундай пәнжеререде еки атом басқа атомларға қарағанда жақынырақ жайласады.

§ 47. Бирикпелердиң пәнжерелери

Химиялық бирикпелердиң өзлери қандай дәрежеде хәр түрли болса, олардың кристаллық пәнжерелери де соншама хәр түрли болады. Биз бул жерде солардың ишиндегилердиң ең әпиұайыларын тәрийиплеймиз.

Ең көп тарқалған структуралардың бири NaCl тас дузы типиндеги пәнжере болып табылады. Бул кублық пәнжере болып, оның ярымы Na атомлары, ал ярымы Cl атомлары менен ийеленген (24-сүўрет). Na дың хәр бир атомы симметриялы түрде Cl дың алты атомы менен қоршалған хәм Cl дың хәр бир атомы симметриялы түрде Na дың алты атомы менен қоршалған. NaCl дың Бравэ пәнжереси қапталда орайласқан кублық пәнжере болып табылады. Хәр бир элементар қутышады еки атом болып, олардың бири Na, екиншиси Cl.

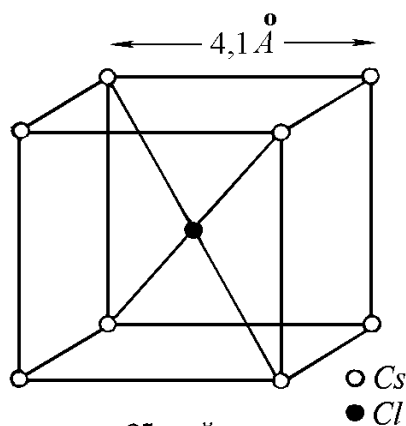
Кристаллық пәнжеререде атомның қайсы орында тұрғанлығын олардың координаталарын беріу арқалы анықлау қабыл етилген. Координаталар системасы 43-параграфта көрсетилген тәртіпте сайлап алынады. Бундай жағдайда тек минимал сандағы атомларды көрсетиу керек, ал қалған атомлар ийелеген орынлардың координаталары сол атомлардың координаталарына пәнжерениң анаў ямаса мынаў дәўирин қосыу арқалы табылады. Мысалы NaCl дың структурасы кублық қутышаның көшерлерине салыстырғандағы төмендегидей координаталар менен тәрийипленеди: Na (0,0,0), Cl ($\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}$). Басқ атомлардың координаталары усы координаталарға тийкарғы дәўирлерге тең базы бир санларды қосыу (ямаса алыу) менен табылады. Бундай санлар ретинде координата басынан қаптал бетиниң ең жақын орайларына шекемги үш аралықты сайлап алыуға болады. Бул координаталары (0, $\frac{1}{2}, \frac{1}{2}$), ($\frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}$), ($\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0$) ноқатлары болып табылады.



24-сүрөт

Хлорлы цезий CsCl диң типиндеги пәнжереге жүдө көп тарқалған (25-сүрөт). Ол эпиўайы Бравэ пәнжересине ийе. Кублық қутышалардың төбелеринде бир сорттағы, , ал орайларында екинши сорттаға атомлар жайласады.

Цинк обманкасы ZnS типиндеги пәнжерени де итибарға алып өтемиз. Ол 46-параграфта гәп етилген алмаз пәнжересинен алынады. Буның ұшын бир бирине салыстырғанда жылыстырылған еки пәнжерениң түйинлерине (23-сүрөттеги боялған хәм боялмаған дөңгелеклер) Zn хәм S атомларын орналастырып шығыў керек. Хәр бир Zn атомы тетраэдрдиң төбелеринде жайласқан төрт S атомы менен қоршалған. Тап сол сыяқлы хәр бир S атомы сондай тетраэдрдиң төбелеринде жайласқан төрт Zn атомы менен қоршалған. Кублық қутышадағы атомлардың ийелеген орынлары төмендегидей координататар менен бериледи: Zn (0,0,0), S (1/4,1/4,1/4).



25-сүрөт

Жоқарыда тәрийипленген пәнжерелердиң тийкарғы өзгешелиги болып олардағы айырым атомлар топарларын – бирикпелердиң молекулаларын айырып алыўдың мүмкиншилигиниң жоқлығында. Тутасы менен алынған кристалдың өзи гигант молекула болып табылады.

Бундай пәнжерелердеги электронлардың тарқалыўы төмендегидей: бир ядролар дөгерегинде нейтрал атомдағыға қарағанда көп, ал басқа ядролар дөгерегинде нейтрал атомдағыға қарағанда кем электронлар жайласады. Бундай пәнжерелерди ионлардан турады деп тәрийиплеген дурыс болады, сонлықтан да оларды ионлық деп атайды. Мысалы NaCl дың пәнжереси оң зарядланған Na^+ ионларынан хәм терис зарядланған Cl^- ионларынан турады.

Айырым молекулаларды атомлардың бір бирине жақын жайласқан топары деп қарауға болатуғын да бирикпелердің пәнжерелери бар (буған көплеген органикалық кристаллалар мысал бола алады). Бирақ кристаллаларды атомлық ямаса молекулалық деп бөліу шәртли характерге ийе хәм олар арасында хәр қыйлы аралықлық халлардың болыуы мүмкин.

Бундай жағдайдағы кристаллаларға мысал ретинде CdI_2 пәнжересин көрсетиуге болады. Ол қатламлық қурылысқа ийе. Хәр бир Cd атомларының қатламына еки тәрептен I атомларының қатламлары тийип турады; ал усындай "үшлик" қатламлар менен басқа "үшлик" қатламлар арасында әдеуір қашықлық бар. Бул жағдай бул заттың молекулалық қурамы хәкқында айтқаны менен хәр бир қатламның ишиндеги айырым молекуланы бөлип алыу пүткиллей мүмкин емес.

§ 48. Кристаллық тегисликлер

Кристаллаларды үйренгенде оның бир бири менен кесисететуғын хәр қыйлы тегисликлерин қарап шығыуға туура келеди. Бул кристалдың тәбийий қаптал бетине сәйкес келетуғын тегислик болыуы мүмкин. Соның менен бирге бул тегислик белгили бир физикалық қәсийетке ийе болыуы да мүмкин; мысалы пышақтың жәрдемінде айырым кристаллаларды шытнаттырсақ, онда бул кристаллалар белгили бир тегисликлер бойынша бөлеклерге бөлинеди. Пәнжерередеги айырым тегисликти қарап шығыу рентген нурларының жәрдемінде әмелге асырылатуғын структуралық анализдің усуллары ушын да зәрүрли.

Ноандай да бир физикалық қәсийетке кристалдың атомлары арқалы өтиуши (яғный оның пәнжересиниң түйинлери арқалы) тегисликлердің ийе болатуғынлығы өз өзинен түсиники. Атап айтқанда усындай тегисликлерди бизлер қараймыз хәм оларды *кристаллық тегисликлер* деп атаймыз.

43-параграфта кристаллаларды үйренгенде көшерлери Бравэ пәнжересиниң қабырғалары менен байланысқан (улыўма жағдайда туўры мүйешли емес) координаталар системасынан пайдаланылатуғынлығы айтылып өтилген еди. Ноала берсе бул жағдайда координаталар қабырғалардың узынлықлары (улыўма жағдайда хәр қыйлы болған) a , b , c шамаларының бирлигинде өлшенеди.

Бул координаталарды x , y , z арақалы белгилейик. Бравэ пәнжересиниң түйинлериниң координаталары пүтин санларға тең (ямаса ярымға ийе пүтин санлар менен, бирақ бул жағдайдың хеш нәрсени де өзгертпейтуғынлығын алдымызда көремиз).

Тегисликтиң улыўма теңлемеси (туўры мүйешли, туўры мүйешли емес координаталарда да бирдей) мынадай түрге ийе:

$$lx + my + nz = k.$$

Егер l , m , n , k пүтин санлар болып табылатуғын болса, онда белгисиз үш x , y , z шамалары ушын жазылған бир теңлеме шексиз көп пүтин санлық шешимлерге ийе болады. Басқа сөз бенен айтқанда тегисликте пәнжерениң шексиз көп түйинлери жайласады, яғный биз кристаллық тегисликке ийе боламыз.

l , m , n шамаларының мәнислерин аңсат анықлауға болады. Теңлемеге $y=z=0$ мәнислерин қойып биз $x=k/l$ ди аламыз. Бул тегисликтиң x көшерин кесип өтиу ноқатының координатасы. Тап сондай жоллар менен тегисликтиң y хәм z

көшерлерин кесип өтиу нүктелерінің k/m хәм k/n ге тең екенлигин алыуымыз мүмкін. Буннан тегисликтің үш координата көшерлерин кесип өтиу нүктелерінің координаталары

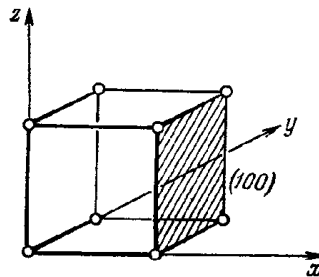
$$\frac{1}{l} : \frac{1}{m} : \frac{1}{n}$$

шамаларының қатнастарындай болады деп жууымақ шығарамыз (яғни олар l, m, n санларына кері пропорционал екен). Биз бұл жерде a, b, c бірліклеріндегі өлшенетұғын ұзындықтар хәкқында айтып атырғанлығынмызды еске түсіріп өтемиз. Ал әдеттегі бірліклер бұл қатнастар былай жазылады:

$$\frac{a}{l} : \frac{b}{m} : \frac{c}{n}$$

Солай етип l, m, n санларының жәрдеминде тегисликтің пәнжерениң көшерлерине салыстырғандағы бағыты (ориентациясы) анықланады екен; k саны тегисликтің бағытынан ғәрезли емес, ал сол тегисликтің координата басынан қандай қашықтықтан өтетұғынлығына байланысly. Усы k санына хәр қыйлы пүтин санларды беріу арқалы (l, m, n ниң берілген мәнислерінде) өз-ара параллель болған кристаллық тегисликлердиң семействосын аламыз. Кристаллық тегисликте бизди тек оның бағыты қызықтырады, ал пәнжередегі ұсы тегисликтің абсолют аұхалы керек болмайды. Усындай мәнисте тегислик l, m, n санлары жәрдеминде толығы менен бериледи. Соның менен бирге бұл санларды ұлыұмалық бөлімге қысқартыу да мүмкін; бундай жағдайда тегисликтің бағытының өзгермейтұғынлығы түсиникли. Усындай жоллар менен анықланған l, m, n санлары кристаллық тегисликлердиң *индексleri* деп аталады хәм қаұсырмаға алынып (lmn) түрінде жазылады.

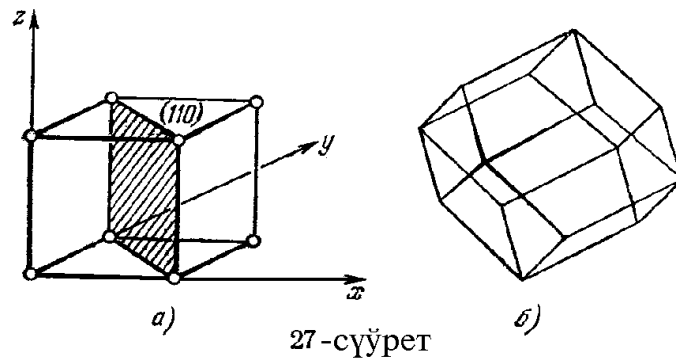
Мысал ретінде кублық пәнжередегі базы бир тегисликлерди қарап өтемиз.



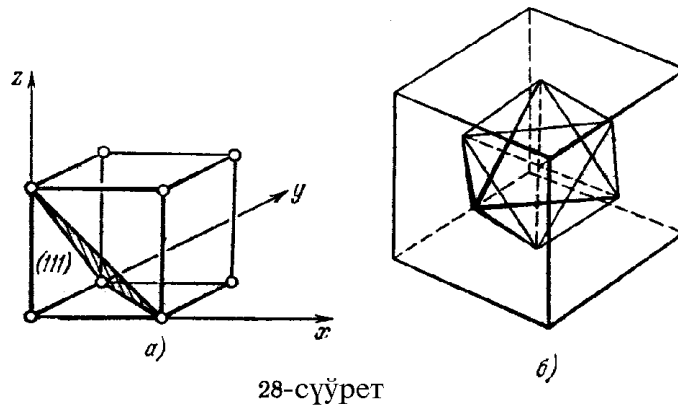
26-сүўрет

26-сүўреттегі x көшерине перпендикуляр тегислик көшерлерде 1, ζ , ζ кесиндилерин кесип өтеди; бұл шамалардың кері мәнисleri 1, 0, 0 болып табылады; сонлықтан тегисликтің индексleri (100) ге тең. Тап сол сыяқлы y хәм z көшерлерине перпендикуляр болған тегисликлердиң индексleri сәйкес (010) хәм (001) болады. Усындай тегисликлердиң жыйнағы кублық формадағы денени шеклеп тұрады, сонлықтан бұл тегисликлерди *кубтың тегисликleri* деп атайды.

z көшерине параллель болған диагоналық тегислик x хәм y көшерleri бойынша бирдей кесиндилерди кесип өтеди (27-а сүўрет). Сонлықтан ол (110) индексlerine ийе. Бундай диагоналық тегисликлерди *ромбалық додекаэдр* тегисликleri деп атайды (себеби ұсындай тегисликлер додекаэдр деп аталатұғын он еки қапталға ийе фигураны шеклейди, 27-б сүўрет).



27-сүрөт



28-сүрөт

28-а сүрөттө көрсөтүлгөн кубтун диагональдык тегислиги барлык үш көшөр бойынша да бирдей кесиндилерди кеседи жана сондуктан анын индекслери (111) болуп табылат. Аны *октаэдр тегисликтери* деп атайды (үшүндөй тегисликтер шекленип туратүгүн үш мүйөшли каптал бетлерине ийе сегиз мүйөшли фигураны октаэдр деп атайды). 28-б сүрөттө келтирилген октаэдр кубтун алты капталарынын орайларын бири бири менен тутастырыудун нәтийжесинде алынады.

§ 49. Кристаллардын табийий капталлары

Табийий кристалды шекленип туратүгүн тегисликтер барлык ўақытта да анын пәнжересинин атомлары аркалы өтөди. Сондуктан олар кристаллык тегисликтер болуп табылат. Кристаллардын ҳәр қыйлы каптал бетлеринин бағытлары жана олардын бир бири менен пайда ететүгүн мүйөшлери пәнжеренин құрылысы менен байланысly жана сондуктан берилген заттын характерли қәсийетлеринин бири болуп табылат.

(lmn) жана (l'm'n') индекслерине ийе кристалдын еки каптал бетин қарайық. А, В, С жана А', В', С' аркалы ұсы тегисликтердин координата көшөрин кескенде пайда ететүгүн кесиндилерин белгилейик. 48-параграфта сөз етилген ұсы ұзынлықлардын әдеттегидей ұзынлықлар бирлигиндеги қатнасымынаған тең:

$$A:B:C = \frac{a}{l} : \frac{b}{m} : \frac{c}{n}, \quad A':B':C' = \frac{a}{l'} : \frac{b}{m'} : \frac{c}{n'}.$$

Бул қатнастардын бириншисин екіншисине бөлсек:

$$\frac{A}{A'} : \frac{B}{B'} : \frac{C}{C'} = \frac{l'}{l} : \frac{m'}{m} : \frac{n'}{n}.$$

l , m , n шамаларынын ортақ бөлиминерине көбейтү аркалы бул аңлатпаны базы бир үш пүтин санлардын қатнастарына алып келиү мүмкин.

Солай етип биз кристалдың қандайда бир қаптал бети тәрәпинен көшерлерде кесип алынатұғын кесиндилердің қатнастары барлық ұақытта да пүтин санлардың қатнастарындай болатұғынлығын көрдик. Бул қағыйда *қапталлардың рационаллық нызамы* деп аталады.

Ионлық кристаллардың бетлери сөзсиз хәр қыйлы белгиге ийе ионлардан тұраыуы керек. тек ғана бир белгиге ийе болған ионлардан тұратұғын тегисликлер кристаллардың қаптал бетлери бола алмайды. Бул жағдай хәр қыйлы затлардың кристалланыуының өзгешеликлерин түсиндириуіге мүмкиншилик береді.

Пәнжереси 24-сүўретте көрсетилген NaCl кристаллын қарап өтемиз. Бул сүўретте (100) хәм (111) тегисликлеріндеги Na^+ хәм Cl^- ионларының жайласыулары көрсетилген. 24-сүўретте пунктир менен белгиленген диагоналық (111) тегислиги арқалы тек бир сорттағы ионлар өтеді. Сонлықтан бул тегислик кристалдың қаптал бети бола алмайды хәм демек тас дузы октаэдрлер түрінде кристаллана алмайды. (001) тегислиги болса (24-сүўреттеги кубтың қаптал бети) еки тәрәптен де гезеклесетуғын хәр қыйлы белгиге ийе ионлардан тұрады, сонлықтан NaCl куб формасында кристаллана алады.

Ал 25-сүўретте көрсетилген CsCl кристалларында болса (100) тегислиги тек бир белгиге ийе ионлардан тұрады, сонлықтан бул зат куб формасында кристаллана алмайды.

Макроскопиялық қәсийетлери сыяқлы кристаллардың сыртқы формасының характери кристаллық классқа байланысly. Сонлықтан тәбийий кристаллардың формаларын үйрениу принципінде оның симметриясының классын анықлауға мүмкиншилик береді. Ал әмелде болса кристалл өскенде тосыннан орын алатұғын хәр қыйлы сыртқы тәсирлерде сыртқы формасының өзгериске ушырауынан классты анықлау қыйыншылығы пайда болады. Бул бағыттағы қосымша мағлыұматларды кристаллардың жаңа бетлерин жасалма түрде пайда етиу менен әмелге асырылады (мысалы кристалдың қаптал бетине қандай да бир ериткишти пайдаланып химиялық тәсир етиудің нәтийжесинде).

VII БАП. ЖЫЛЛЫЛЫҚ

§ 50. Температура

Тәбияттағы барлық денелерди құраушы бөлекшелер қозғалыста болады. Бул қозғалыс универсаллық характерге ийе: молекулалар барлық ұақытта да қозғалады, ал тап сол сыяқлы өз гезегінде молекулалар ишиндеги атомлар да қозғалыста болады. Бул қозғалыстың характерли өзгешеликлеринің бири тәртиптің жоқлығында. Молекулалардың, атомлардың қозғалысында хеш қандай тәртип болмайды.

Усындай қозғалыслар хаққында айтқанда *жыллылық қозғалысы* сыпатында айтылады. Жыллылықтың хәм жыллылық құбылыстарының тәбияты ұсы қозғалыслардың тәртипсизлигинде болып табылады.

Жыллылық қозғалыслары хаққында айтқанда әдетте атомлық масштаблардағы қозғалыслар айтылатұғын болса да (бундай жағдайларда микроскопиялық

масштабларда деп те атайды), бундай қозғалыстарға үлкен, макроскопиялық масштаблардағы бөлекшелер де қатнасады. Усы жағдайдың кеңнен белгили болған мысалы ретінде Броун қозғалысын (сұйықтықтағы микроскоп аркалы көринетуғын майда бөлекшелердің тәртіпсіз қозғалысын) атап көрсетіуге болады.

Егер еки денени бир бирине тийгизсек, онда усы еки денениң атомлары өз-ара соқлығысып энергия алмасыў жүзеге келеди. Солай етип еки денениң бири екиншисине тийсе энергия биреўинен екиншисине өтеди; усындай жағдайда энергиясын жоғалтатуғын денени жоқарырақ қыздырылған, ал энергия өткен денени төменирек қыздырылған деп атайды. Энергияның бир денеден екинши денеге өтиўи *жыллылық тең салмақлық қалы* деп аталатуғын анық бир қал пайда болғанша даўам етеди.

Денениң қыздырылғанлық дәрежесиниң характеристикасы ретінде температура түсиниги қолланылады. Принципинде бул шаманың (температураның) санлық тәрийиплемеси сыпатында денелердің қәсийетлериниң қыздырылыў дәрежесине байланыслылығын алыў мүмкин. Мысалы температура шкаласын берилген дене менен жыллылық тең салмақлықлығында тұрған сынап бағанасының көлеми жәрдемінде анықлаўға болады. Бирақ ықтыярлы түрде алынған бундай температуралық шкала қандай да бир терең физикалық мәниске ийе бола алмайды. Усындай жоллар менен анықланған температура басқа қәлеген жыллылық қубылысын сапалық тәрийиплегенде үлкен қолайсызлықлар пайда еткен болар еди. Сонлықтан ең дәслеп терең физикалық мәниске ийе болған температуралық шкаланы сайлап алыўымыз керек. Бул шкала заттың анаў ямаса мынаў қәсийетине (мысалы пайдаланылған сынап пенен ыдыстың қәсийетине) байланыслы болмаўы шәрт.

Физикада температралық шкала сыпатында барлық денелердің улыўмалық физикалық қәсийетлери менен терең байланысқа ийе *термодинамикалық* ямаса *абсолют шкала* деп аталатуғын температурлық шкала қолланылады. Оның дәл анықламасын бул жерде беріў мүмкин емес. Себеби бундай анықлама беріў ушын бул кітаптың шеклеринен шығып кетиў талап етилетуғын теориялық таллаў талап етиледі. Сонлықтан бул шкаланы оның екинши дәрежели қәсийетлери бойынша тәрийиплеймиз.

Температураны физикалық жақтан таллаў денениң қалын тәрийиплеўши хәм жыллылық тең салмақлығында барлық денелер ушын автомат түрде бирдей болатуғын физикалық шамаға тийкарланған болыўының кереклиги өз-өзинен түсиникли. Бундай оғада әҳмийетли қәсийетке денениң бөлекшелериниң (молекулалар менен атомлардың) илгерилемели қозғалысларының орташа кинетикалық энергиясы ийе болады екен. Егер еки денениң бөлекшелериниң орташа кинетикалық энергиялары тең болса, онда бул бөлекшелер бир бири менен энергия алмасады, бирақ бир денеден екинши денеге суммалық энергияның өтиўи орын алмайды.

Усындай себепке байланыслы денениң ишинидеги бөлекшелердің илгерилемели қозғалысының орташа кинетикалық энергиясын температураның өлшеми ретинде сайлап алыў мүмкин. Температура T ны усы энергияның $2/3$ бөлеги сыпатында анықлаў қабыл етилген:

$$T = \frac{2}{3} \frac{\overline{mv^2}}{2} = \frac{1}{3} \overline{mv^2}$$

Бұл жерде m арқалы дененің массасы, ал v арқалы оның тезлиги белгіленген. Аңлатпаның үстіндегі сызықша кинетикалық энергия бойынша орташа мәнінің алыныуының кереклігін көрсетеді (орташа мәніс деп айтылғанда хәр қыйлы бөлекшелердің бір ұақыт моментіндегі орташа кинетикалық энергиясы ямаса бір бөлекшениң хәр қыйлы ұақыт моментлеріндегі орташа кинетикалық энергиясы нәзерде тұтылады, ұсы екі анықлама да бір бирине эквивалент).

Жоқарыда келтирилген анықлама бойынша температура энергияның өлшеміндей өлшемге ийе болады. Сонлықтан температураны эрглерде өлшеу мүмкін. Бирақ температураның өлшем бірлігі сыпатында эрг қолайсыз бірлік болып табылады. Себеби бөлекшелердің жыллылық қозғалыстарының энергиясы эрг ке салыстырғанда жүдә киши шама болып табылады. Соның менен бирге бөлекшелердің энергиясындай етип температураны тиккелей өлшеу дым қыйын болып табылады.

Ұсы себеплерге байланысly физикада температураны өлшеу ұшын әмелий жақтан қолайлы болған өлшем бірлік *градустан* пайдаланады. Градус таза сұйдың атмосфералық басымдағы қайнау температурасы менен қатыу температурасының айырмасының жүзден бір бөлегі болып табылады.

Эргтің қандай бөлегінің бір градуста екенлігін анықлаушы коэффициентті (бір өлшем бірліктен екінші өлшем бірлікке өткеретуғын коэффициентті өткеріу коэффициенті деп атаймыз) Больцман тұрақлысы деп атайды хәм k хәрипи жәрдемінде белгіленеді.

$$k = 1.38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град (аўдармашы келтирген дәл мәніси } 1.380658(12) \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град)}.$$

Бұл жерде биз градусың хәқыйкатында да эргтен жүдә киши екенлігін көреміз. Градустың шамасының және бір характеристикасы ретінде заттың бір грамм-молекуласындағы барлық бөлекшелердің кинетикалық энергияларының қосындысын келтиреміз; бұл шама k ны Авагадро саны N_0 ға көбейткенге тең:

$$kN_0 = 1.38 \cdot 10^{-16} \cdot 6.02 \cdot 10^{23} \text{ эрг} = 8.31 \text{ дж}.$$

Әдетте атом физикасында кеңнен қолланылатуғын энергияның өлшем бірлігі болған электрон-вольт пенен градус арасындағы өткеріуші коэффициенттің неге тең екенлігін де атап өтеміз:

$$1 \text{ эв} = 1.60 \cdot 10^{-12} \text{ эрг} = \frac{1.60 \cdot 10^{-12}}{1.38 \cdot 10^{-16}} \text{ град} = 11600 \text{ град}.$$

Буннан кейін бизлер градусларда өлшенген температураны T хәрипи жәрдемінде белгілейміз. Бундай жағдайларда эрглерде өлшенген температура kT ға тең болып, жоқарыда жазылған анықламаны былайынша жазамыз:

$$kT = \frac{1}{3} \overline{mv^2}$$

Кинетикалық энергия оң мәніске ийе болатуғын болғанлықтан температура T да барлық ұақытта оң мәніске ийе болады. Бирақ температураның мәнісинің оң екенлігін тәбияттың нызамы сыпатында қарауға болмайды: бұл тек температураның анықламасының салдары ғана.

Жоқарыда айтылып өтилгениндей етип алынған температура шкаласы абсолют температуралар шкаласы деп аталады. Бұл шкаладағы нол жыллылық қозғалыстары пүткиллей тоқтайтуғын температура болып табылады. Усы нолди абсолют нол деп атайды. Ал абсолют нолден баслап есапланатуғын шкаланы *Кельвин шкаласы* деп те атайды, ал бұл шкаладағы градусларды К ҳәрипин қойыу менен белгилейди.

Кельвин шкаласы менен бир қатар әмелде температураны сұйдың қатыу нокатынан баслап өлшейтуғын шкала да кеңнен қолланылады. Бундай шкаланы *Цельсия шкаласы* деп атайды. Ал бундай шкаладағы градусларды °C арқалы белгилейди.

Температураны бир шкаладан екинши шкалаға өткерий ушын сұйдың қатыу нокатының абсолют температураның неге тең екенлигин билиу керек. Ҳәзирги ұақытлардағы өлшеулердин нәтийжеси бойынша бұл температура 273.15 K ге тең. Басқа сөз бенен айтқанда Цельсия шкаласы бойынша абсолют нол -273.15°C да жайласқан.

Ендигиден былай биз абсолют температураны T ҳәрипи жәрдемінде, ал Цельсия шкаласындағы температураны (егер керек болып қалса) t ҳәрипи жәрдемінде белгилеймиз. $T=t+273.15^{\circ}$ екенлиги өз-өзинен түсиникли.

Көп жағдайларда анау ямаса мынау эксперимент өжире температурасында өткерилди деп айтады. Бундай жағдайларда 20°C (яғный шама менен 293 K) нәзерде тұтылады. Электрон-вольтлерде бұл температураның шама менен 1/40 эв ке тең екенлигин билип қойған пайдалы.

Бөлекшелердин жыллылық қозғалыстарының тезлигинің характеристикасы ретінде температураның анықламасына кириуши $\overline{v^2}$ тың квадрат коренинен пайдаланыу мүмкин. Бундай тезликти әдетте *жыллылық тезлиги* деп атайды хәм $v_{ж}$ арқалы белгилейди:

$$v_{ж} = \sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}.$$

Қандай массаның қойылыуына байланыслы бұл формула атомның да, молекуланың да, Броун бөлекшесинің де жыллылық тезлигин анықлайды. Егер молекулаларға қолланатуғын болсақ, онда формулаға басқаша түр бериледи: корен белгиси астындағы аңлатпаны Авагадро санына бөлемиз хәм көбейтемиз, буннан кейин mN_0 диң заттың молекулалық салмағы μ екенлигин есапқа аламыз:

$$v_T = \sqrt{\frac{3N_0kT}{\mu}} = 15.3 * 10^3 \sqrt{\frac{T}{\mu}} \frac{см}{сек}.$$

Солай етип водород молекулаларының (H_2 , $\mu=2$) өжире температурасындағы жыллылық тезлиги $1.9*10^5$ см/сек, яғный шама менен 2 км/сек екенлигине ийе боламыз.

Биз жыллылық тезлигинің температураның квадрат коренине тууры пропорционал, ал бөлекшениң массасының квадрат коренине кери пропорционал екенлигин көремиз. Кейинги жағдай денелердин молекулалары ушын интенсивли, Броун қозғалысындағы микроскопиялық киши бөлекшелер ушын сезилерликтей, ал массалы денелер ушын пүткиллей сезилмейтуғынлығының себеби болып табылады.

Жоқарыда келтирилген температураның анықламасына қайта келемиз. Ол анықламаның классикалық механикаға тийкарланғанлығын атап өтемиз. Ол жердеги температура менен бөлекшелердің жыллылық қозғалыстарының энергиясы арасындағы санлық байланыс бұл қозғалыстың классикалық механика жәрдеминде тәрийиплениўиниң мүмкинлигинен ғана келип шыққан. Температураның төменлеўи менен бөлекшелердің энергиясы да кемейеди хәм классикалық механиканың пайдаланылыў шәртлери ертели-кеш бузылады. Сонлықтан класикалық механиканы квант механикасы менен алмастырыў зәрүрлиги пайда болады. Бөлекшениң массасы қаншама киши болса хәм бөлекшениң қозғалысы оған тәсир етиўши күшлер тәсиринде шекленгенлик дәрежесине байланысly квант механикасын пайдаланыў зәрүрлиги ертерек жүзеге келеди. Мысалы, молекулалар еркин бөлекшелер сыпатында илгерилемели қозғалады хәм бұл қозғалыс классикалық механика көз-қараслары тийкарында қаралыўы мүмкин. Ал атомлардың молекулалар ишиндеги қозғалысы анық бир тең салмақлық аўхаллар әтирапындағы "потенциал шұқырдағы" киши тербелислер характерине ийе. Классикалық механиканың бундай қозғалысларға қолланылыў шеклери әдеўир ертерек жүзеге келеди (бұл мәселеге биз 57-58 параграфларда қайта келемиз).

Биз жоқарыда абсолют нол температурада жыллылық қозғалыстарының тоқтайтуғынлығын айтып өтип едик. Бирақ бұл тастыйықлаў денениң ишиндеги бөлекшелердің қәлеген қозғалысының тоқтайтуғынлығын аңғартпайды. Квант механикасы бойынша бөлекшелердің қозғалысы толығы менен ҳеш кашан да тоқтамайды. Хәтте абсолют нолде де молекулалар ишиндеги атомлардың базы бир тербелмели қозғалысы ямаса қатты денениң кристаллық пәнжересиниң түйинлери әтирапындағы атомлардың тербелиси сақланады. *Ноллик тербелислер* деп аталатуғын бундай қозғалыслар квантлық қубылыс болып табылады. Бундай қозғалыстың энергиясы анаў ямаса мынаў объекттиң "квантлығы" ушын характерлик шама болып табылады. Бөлекшелердің жыллылық қозғалыстарының энергиясы менен олардың ноллик тербелислериниң энергияларын салыстырыў классикалық механиканы пайдаланылыўдың критерийи болып табылады. Егер бөлекшениң жыллылық энергиясы оның ноллик тербелислериниң энергиясынан үлкен болса классикалық механиканы пайдаланыў мүмкин.

Абсолют нолде де сақланатугын "ноллик қозғалыстың" ең белгили мысалларының бири атомлардығы ең жеңил болған бөлекшелер болған электронлардың қозғалысы болып табылады. Электронлардың атомлар ишиндеги қозғалыслары барлық ўакытта да квантлық характерге ийе. Электрон ушын усындай қозғалыстың энергиясы үлкен болғанлықтан денениң температурасы ол ушын сезилерликтей тәсир етпейди. Көплеген мың градус температураларда ғана атомлардың жыллылық қозғалыслары оның электронлық қабықларына сезилерликтей тәсир ете баслайды.

§ 51. Басым

Газ (ямаса сұйықтық) бөлекшелерінің жыллылық қозғалыстарының нәтижесінде ыдыстың дийұалларына басым түсіреді. Газдың молекулалары ыдыс дийұалларын менен соқлығысып, оған базы бир импульсын береді, ал дененің импульсының өзгерісі (1 сек дауамындағы) оған тәсір ететугын күшти анықлайды.

Егер газ тәрепинен ыдыс дийұалына тәсір ететугын күштиң дийұал бетине қатнасын алатугын болсақ, онда ыдыс дийұалының бетине газ тәрепинен түсірілетугын *басымды* аламыз.

Басымды биз p хәрипи жәрдемінде белгилейміз. Басымның өлшеми күштиң өлшеми бөлінген майданның өлшеміне тең. Оны хәр қыйлы түрде жазыу мүмкін:

$$[p] = \frac{\text{дин}}{\text{см}^2} = \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3} = \frac{\text{г}}{\text{см} \cdot \text{сек}^2}.$$

Бұл жерде биз басымның өлшемінің көлемнің өлшеміне бөлінген энергияның өлшеміне тең екенлігін көреміз.

СГС системасындағы басымның өлшеми $1 \text{ дин}/\text{см}^2$ (1 *дин* күш 1 см^2 майданға тәсір етеді). Бирақ бұл бирлік жүдә киши, бұннан 10^6 есе үлкен бирлікті *бар* деп атайды:

$$1 \text{ бар} = 10^6 \text{ дин}/\text{см}^2 = 10 \text{ н}/\text{м}^2.$$

1 см^2 майданға 1 кг күш тәсір ететугын басымды техникалық атмосфера деп атайды (*ат*):

$$1 \text{ ат} = 1 \text{ кг}/\text{см}^2 = 0.981 \text{ бар}.$$

Бұл анықламадан басқа *әдеттегідей атмосфера (нормал атмосфера, атм)* деп 760 мм сынап бағанасының басымын алады (сынаптың анық тығызлығы хәм салмақ күшінің стандарт мәнісінде). Бұл бирлік мынаған таң:

$$1 \text{ атм} = 1.013 \text{ бар} = 1.033 \text{ ат}.$$

1 мм сынап бағанасының басымына сәйкес келіуші басымның

$$1 \text{ мм сын.бағ.} = 1.333 \cdot 10^{-3} \text{ бар}$$

екенлігін атап өтеміз.

Молекулалақ структураға итибар берілмей тұтасы менен алынғандағы денелердің қасиеттері денелердің макроскопиялық қасиеттері деп аталады (хақыйқатында денелердің қасиеттері молекулалық структураға байланысly). Ал температура менен басым денелердің макроскопиялық қасиеттерін характерлеуші әхмийетлі шамалар болып табылады. Усындай шамалар қатарына дененің көлемі де (оны V хәрипи жәрдемінде белгилейміз) киреді. Бирақ бұл үш шамалар бир биринен ғәрезсіз емес. Мысалы, егер газдың базы бир мұғдары белгили бир көлемдегі ыдыста жайласқан хәм белгили бир температураға ийе болса, онда ол автомат түрде белгили бир басымда да тұрған болады. Көлемін ямаса температурасын өзгертип газдың басымын да өзгертеміз.

Солай етип p , V , T шамаларының екеуінің ықтыярлы түрде берилиуі мүмкін, ал үшіншиси сол екеуінің функциясы түрінде анықланады. Усыған байланысly дененің жыллылық қасиеті сол шамалардың екеуінің берилиуі менен толық анықланады деп айтыуға болады.

Дененің басымын, көлемін хәм температурасын байланыстыратугын функционаллық байланысты берілген дененің *хал теңлемесі* деп атайды хәм оны жыллылық қасиеттерін тәрийиплеуші әхмийетлі қатнастардың бири болып табылады.

Бундай функционаллық байланыстың теориялық түрін анықлау тек әпийайы затлар жағдайында ғана әмелге асырылады (53-параграфты қараңыз). Сонлықтан әмелде нәтийжесин графикалық жол менен көрсетіу мүмкин болған эксперименталлық өлшеулерди пайдаланыуға зәрүрлик тууылады. Гәп үш шаманың бир биринен ғәрезлилиги ҳаққында айтылып атырғанлықтан, алынған нәтийжелер көшерлери p, V хәм T болған үш өлшемли кенисликте базы бир бет түринде сәўлеленеди. Бирақ әмелде кенисликтеги сүүретлерди салыу қолайсыз болғанлықтан сол беттиң координата тегисликлери менен кесилиспеси болған тегис графиклерди дүзиу менен шекленеди. Мысалы, бетти p, V координата тегислигине параллель болған тегисликлер менен кесип ҳәр қыйлы температураларға сәйкес келиуши басымның көлемге ғәрезлилигине сәйкес келиуши иймекликлердиң семействосын аламыз. Бундай иймеклер *изотермалар* деп аталады. Тап усындай жоллар менен *изобаралардың* (берилген басым p дағы көлем V менен температура T арасындағы ғәрезлилик) хәм *изохоралардың* (көлем V турақлы болғандағы басым p менен температура T арасындағы ғәрезлилик) семействоларын да алыу мүмкин.

50-параграфта биз бир бирине тийгизилген денелер арасындағы энергия алмасыудың сол денелердиң температуралары бирдей болғанша даўам ететуғынлығын айтып өткен едик. Улыўма системаның жыллылық тең салмақлық ҳалы деп системада өзинше ҳеш қандай жыллылық процесслери жүрмейтуғын, денениң барлық бөлимлери бир бирине салыстырғанда тынышлықта туратуғын, макроскопиялық қозғалыслар орын алмайтуғын ҳалына айтамыз (денениң ишиндеги бөлекшелердиң микроскопиялық қозғалысларынан басқа). Енди биз усыған мынаны қосамыз: тең салмақлық ҳалында бир бирине тийип тұрған денелердиң температуралары ғана емес, ал олардың басымлары да тең болыуы керек деп айтамыз. Егер бундай болмағанда денеге нолге тең емес толық күш тәсир етип, ол қозғала баслаған болар еди.

Әдеттеги жағдайларда денениң басымы оң шама, яғный басым денениң кеңейиу бағытына қарай бағытланған. Бирақ бул шәрт емес хәм дене терис басым ҳалында да тура алады: бундай жағдайда дене "кеңейтилген" болып, ол қысылыуға тырысады. Мысалы суйықлықтың "кеңейтилген" ҳалын жүзеге келтириу мүмкин. Буның ушын қыздырылған суйықлықты қалың дийўаллы капиллярға толтырып қуйып, буннан кейин бул капиллярдың аўызын дәнекерлеу керек. Солқынлағанда дийўаллары суйықлықтан әстерек қысылатуғын капиллярда суйықлық усы капиллярдың көлеминиң тек бир бөлимин ғана ийелеуи керек. Дийўалларға жабысып суйықлық капиллярдың барлық көлеми бойынша "кенейтилген" (ямаса "сийреклетилген") болып шығады. Басқа бир усылда суйықлық еки ушы ашық өз көшери дөгерегинде тез айланыушы шийше капиллярда жайластырылады. Орайдан қашыушы күшлердиң тәсиринде "кеңейип" тезликтин белгили бир мәнислеринде суйықлық капиллярдан шығады. Усындай усыллар жәрдемінде әдеуир үлкен терис басымларды пайда етиу мүмкин: суўда (өжире температураларында) 280 *атм* ға шекем, спиртте 40 *атм* ға шекем, бензолда 160 *атм* ға шекем ҳ.т.б. Бул шамалар суйықлықтың "үзилиуға" бекемлигин береді деп айтыуға болады.

§ 52. Затлардың агрегат ҳаллары

Денелердің жылылық қасиетлерінің ең ұлыұмалық характеристикалары сыпатында *агрегат халлар* - газ тәрізлі, сұйық хәм қатты халлар түсинигин қолланады.

Затлар газ тәрізлі халда тұрғандағы сийреклигинің нәтийжесінде оның молекулалары бир биринен әдеұир қашықлықта тұрады (өзлеринің меншикли өлшемлерине салыстырғанда әдеұир үлкен қашықлық). Сонлықтан газдеги молекулалар арасындағы тәсирлесіұ екинши дәрежели орынды ийелейди; молекулалар ұақыттың көп бөлегінде еркин қозғалады, тек салыстырмалы сийрек бир бири менен соқлығысады. Сұйықлықларда болса молекулалар арасындағы қашықлық олардың өлшемлери менен барабар; ұсының нәтийжесінде молекулалар тұрақлы түрде күшли тәсирлеседи хәм олардың жыллылық қозғалыслары құрамалы түрге ийе.

Әдеттеги жағдайларда газлер менен сұйықлықлар арасында тығызлықлар бойынша айырма аз болып, оларды бир биринен айырыұ үлкен қыйыншылықларды пайда етеди. Бирақ олар арасындағы айырма принципиаллық емес, ал тек санлық жақтан – тығызлықларының санлық айырмасы хәм соған байланысly болған молекулалар арасындағы тәсирлесіұдің айырмасынан көринеди. Олар арасындағы принципиаллық айырманың жоқлығы сұйық хәм газ тәрізлі халлар арасындағы өтиұде де көринеди. Бундай өтиұ үзликсиз әмелге асады хәм биз ҳеш бир моментте бир хал теұсилди хәм екинши халдың пайда болыұы басланды деп айта алмаймыз (бул ҳаққында 69-параграфта толық айталады).

Сұйықлықлар менен *аморф денелер* (кристаллық емес) деп аталатуғын қатты денелер арасындағы айырма да санлық характерге ийе. Аморф денелер қатарына шийше, ҳәр қыйлы смолалар (мысалы канифоль) ҳ.т.б. киреди. Принципиаллық айырманың жоқлығы бул жерде де бир халдан екинши халға үзликсиз өткенде айқын көринеди. Бул жағдайда өтиұ әпиұайы қыздырыұ жолы менен әмелге асады. Мысалы шийше қыздырғанда кем-кемнен жумсарады хәм ең ақырында сұйықлыққа айланады. Бул процесс пүткиллей үзликсиз әмелге асып, ҳеш бир "өтиұ моменти" бақланбайды. Өзиниң тығызлығы бойынша аморф дене ұсы денеден алынған сұйықлықтың тығызлығынан үлкен айырмаға ийе болмайды. Олар арасындағы тийкарғы айырма олардың жабысқақлығының (яғный олардың аққышлығының) айырмасынан көринеди (бул мәселеге биз 118-параграфта қайтып келемиз).

Гезлер, сұйықлықлар хәм аморф денелер ұшын ұлыұмалық қасиет олардағы молекулалардың тарқалыұындағы тәртиптиң жоқлығында. Ұсы тәртиптиң жоқлығы бул денелердің изотропиясын – барлық бағытлардағы олардың қасиетлериниң бирдейлигин тәмийинлейди. Изотропиялық қасиет бул денелерди атомлары тәртип пенен жайласқан анизотропиялық кристаллық қатты денелерден принципиаллық жақтан айырып тұрады.

Қатты денелердеги атомлардың жыллылық қозғалыслары олардың тең салмақлық халларының әтирапындағы киши тербелислери болып табылады. Кристалларда бул халлар кристаллық пәнжерелердің түйинлери болып табылады (бундай мәнисте биз буннан алдыңғы бапта анық емес гәп етилди, ол жерде түйинлерде атом ядролары жайласады деп айтылды, ал түйинлер әтирапында тербелислер әмелге асатуғын ноқатлар деп айтылған жоқ). Қатты денелердеги

жыллылық қозғалыстары газлер менен сұйықлықтардағыға карағанда "тәртипирек" болса да (атомлар түйинлерден алысқа қашықласып кетпейди) хәр қыйлы атомлардың тербелис амплитудалары менен фазалары хәр қыйлы хәм бир бирине байланыслы емес болғанлықтан бундай тербелислерди хаотик деп есаплаймыз.

Дерлик барлық қатты денелер кристаллық болып табылады. Бирақ олардың көлеминиң барлығы бойынша атомлардың тәртипире жайласыуы орын алмайды. Көлеминиң барлық бөлимлеринде де атомлар бирдей тәртипте жайласатугын кристалларды *монокристаллар* деп атайды хәм олар кристалдың өсиуиниң айрықша шараятларында жүзеге келеди.

Кристаллық денелер әдетте *поликристаллар* түринде болады (мысалы барлық металлар). Бундай денелер оғада көп сандағы майда кристаллардың жыйнағынан турып сол кристаллардың хәр бирин *кристаллит* ямаса *дән* (*зерно*) деп атайды. Кристаллитлер әдетте микроскопиялық өлшемлерге ийе болып, олардың сызықлы өлшемлери 10^{-5} - 10^{-3} см этирапында (бул шама металдың алыныу хәм қайта ислениу ұсылына тиккелей байланыслы).

Поликристаллық денедеги айырым кристаллитлердиң өз-ара жайласыулары менен бағытлары пүткиллей тәртипсиз. Сонлықтан кристаллитлердиң өлшемлеринен үлкен болған поликристаллық затлар изотроп болып табылады. Жоқарыда айтылғанлардан поликристаллық денелердиң изотроплығының екинши дәрежедеги характерге ийе екенлиги түсиникли. Бул хәр бир кристаллиттиң анизотропиялығына пүткиллей қарама-қарсы болып табылады.

Анау ямаса мынау қайта ислеудиң ямаса кристалды өсириудиң ұсылының өзгешеликлерине байланыслы кристаллитлери тийкарынан бир бағытқа қарай бурылған поликристалларды алыу (өсириу) мүмкин. Бундай жағдайларда *текстураның* бар екенлиги хаққында айтады. Металларда текстура дефрмациялаудың нәтийжесинде алыныуы мүмкин. Усындай материаллардың анизотропиялық қасийетлерге ийе болыуы тәбийий.

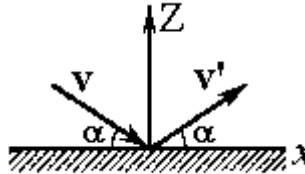
§ 53. Идеал газ

Молекулалары арасындағы тәсирлесий әмелий жақтан ҳеш қандай роль ойнамайтұғындай дәрежеде сийреклетилген газ ең әпиуайы қасийетлерге ийе болады. Молекулалары арасындағы тәсирлесий есапқа алынбайтұғын газ *идеал газ* деп аталады.

Бирақ идеал газдиң молекулалары арасындағы тәсирлесий пүткиллей орын алмайды деп ойлауға болмайды. Керисинше, бундай газдиң молекулалары бир бири менен соқлығысады хәм бул соқлығысыулар газдиң белгили бир жыллылық қасийетлериниң пайда болыуында үлкен әхмийетке ийе болады. Бирақ соқлығысыулар жүдә сийрек болып, газ молекулалары ўақыттың үлкен бөлиминде еркин бөлекшелердей болып қозғалады.

Идеал газдиң ҳалының теңлемесин келтирип шығарамыз (яғный басымы, көлеми хәм температурасы арасындағы байланысты анықлаймыз). Бул ушын газди тууры мүйешли параллелопипед түриндеги ыдыста жайласқан, ал ыдыстың дийуалларын "идеал шағылыстырғыш" деп есаплаймыз: дийуаллар соқлығыушы

молекулаларды келип урылған мүйештей мүйеш пенен, тезликлерин өзгертпей шығылыстыратуғын болсын (1-сүретте молекуланың соқлығысқанға шекемги хәм соқлығысканнан кейинги тезликлери v хәм v' арқалы белгиленген, олардың шамалары бирдей хәм ыдыс дийўалы менен бирдей мүйеш жасайды). Бул болжаўлар тек әпиўайылық ушын исленген, ҳақыйқатында газдиң ишки қәсийетлери ыдыстың формасына, дийўалының қәсийетлерине ғәрезли бола алмайды.



1-сүрет

Газдиң параллелепипедтиң қаптаталларына түсиретуғын басамын анықлаймыз. Буның ушын 1 сек даўамында усы қапталға келип урылатуғын молекулалардың беретуғын импульсын анықлаў керек. Урылғанда импульстиң тек ғана дийўал бетине перпендикуляр болған қураўшысы v_z ғана өзгериске ушырайтуғын хәм бул жағдайда тезликтің тек белгиси өзгеретуғын болғанлықтан бир урылыўда молекула тәрепинен ыдыс дийўалына берилетуғын импульс $mv_z - (-mv_z) = 2mv_z$ ке тең (бул жерде m арқалы молекуланың массасы белгиленген). Еркин сыпатында қозғала отырып молекула қарама-қарсы дийўалға h/v_z ўақыт аралығында барып жетеди (h арқалы қарама-қарсы дийўаллар арасындағы қашықлық белгиленген) хәм $2h/v_z$ ўақыт аралығында қайтып келеди. Демек 1 сек ўақыт ишинде берилген дийўал менен хәр бир молекула $v_z/2h$ рет соқлығысады хәм оған $2mv_z(v_z/2h) = mv_z^2/h$ импульсин береді. Дийўалға тәсир етиўши толық күш F_z барлық молекулалардан 1 сек ўақыт ишинде алатуғын импульсына тең:

$$F_z = \frac{1}{h} \sum mv_z^2.$$

Бул жердеги \sum белгиси барлық молекулалар бойынша сумманың алынатуғынлығын билдиреди.

Егер ыдыстағы молекулалар саны N ге тең болса, онда жоқарыдағы аңлатпадағы сумманы N менен орташа мәнис болған $\overline{mv_z^2}$ тиң көбеймесине алмастырыў керек. Газдың өзине қатнасы бойынша барлық бағытлар бирдей $\overline{mv_x^2} = \overline{mv_y^2} = \overline{mv_z^2}$ хәм $v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 = v^2$ болғанлықтан

$$\overline{mv_z^2} = \frac{1}{3} \overline{mv^2}.$$

Солай етип

$$F_z = \frac{1}{h} \frac{N}{3} \overline{mv^2}.$$

F_z ты pS пенен алмастырып (p газдиң басымы, S қаптал беттиң майданы) хәм hS тиң параллелепипедтиң көлеми екенлигине итибар берсек мынаны аламыз:

$$pV = \frac{1}{3} N \overline{mv^2} = \frac{2}{3} N \frac{\overline{mv^2}}{2}.$$

Анықлама бойынша молекуланың кинетикалық энергиясының орташа мәнисі $(3/2)kT$ ға тең. Сонлықтан *идеал газдиң ҳал теңлемесин* аламыз:

$$pV = NkT.$$

Бұл теңдеме универсаллық характерге ийе – бұл теңдемеге газдың тәбиғатына байланыссыз болған қеш бір шама кірмейді. Бұл жағдай молекулалардың "индивидуаллығын" (жеке өзгешелігін) бийкарлап, олар арасындағы тәсірлесіуді есепке алмағанның тәбійий ақыбеті болып табылады.

Егер бірдей көлемде, бірдей басымда хәм бірдей температурада тұрған хәр қыйлы болған екі түрлі идеал газды алатуғын болсақ, онда олардағы молекулалар саны бірдей болады. Бұл *Авагадро нызамы* деп аталатуғын нызам болып табылады. Мысалы $q \text{ см}^3$ идеал газ әдеттегидей шараятларда (яғный 0°C температурада хәм 1 атм басымда)

$$L = \frac{pV}{kT} = \frac{1.013 * 10^6}{1.38 * 10^{-16} * 273} = 2.7 * 10^{19}$$

молекула болады (бұл санды *Лошмидт саны* деп те атайды).

Газдеги молекулалар саны N ди $N = \nu N_0$ түрінде де жазыу мүмкін. Бұл жерде ν арқалы газдың грамм-молекулалары (моллери) саны белгиленген, ал N_0 Авагадро саны. Бундай жағдайда былайынша жазамыз:

$$pV = \nu RT.$$

$R = kN_0$ газ турақлысы деп аталады. Дара жағдайда газдың бір моли үшін ийе боламыз:

$$pV = RT.$$

k менен N ниң мәніслерін көбейтип мынаған ийе боламыз:

$$R = 8.314 * 10^7 \text{ эрг/(град*моль)} = 8.314 \text{ дж/(град*моль)}.$$

(егер энергияның өлшем бирлиги ретінде калория пайдаланылатуғын болса R диң шамасы үлкен дәллікте $2 \text{ кал/(град*моль)}$ ге тең); өлшем бирликти аңлататуғын символдағы *моль* сөзи $1 \text{ грамм-молекуланы}$ аңғартады.

Егер газдың басымы атмосфераларда, ал көлеми литрлерде өлшенетуғын болса, онда

$$R = 0.082 \text{ (л*атм)/(град*моль)}$$

ге тең. Бұл мәністи пайдаланып газдың грамм-молекуласының 1 атм басымдағы хәм 0°C дағы көлемін есеплау мүмкін:

$$V = RT/p = (0.082 * 273)/1 = 22.4 \text{ л}.$$

Турақлы температурада белгили муғдардағы газдың көлеми менен басымының көбеймеси турақлы шама болады:

$$pV = \text{const}.$$

Бұл белгили *Бойл-Мариотт нызамы* болып табылады.

Идеал газ халының теңлемесінен және бир әхмийетли нәтийже алынады: егер белгили бир муғдардағы газ турақлы басымда жайласқан болса, онда оның көлеми абсолют температураға пропорционал. Яғный

$$p = \text{const} \text{ болғанда } \frac{V}{V_0} = \frac{T}{T_0}.$$

Бұл аңлатпада V менен V_0 температура T хәм T_0 болғандағы газдың көлемлери. Усындай жоллар менен мына аңлатпаны да аламыз:

$$V = \text{const} \text{ болғанда } \frac{p}{p_0} = \frac{T}{T_0}.$$

Бұл әхмийетли қатнас температуралардың абсолют шкаласын молекулалардың тезликлери менен энергияларын өлшемей-ақ идеал газдің қәсийетлерин пайдаланып анықлаудың мүмкин екенлигин көрсетеди.

Егер T_0 арқалы сұйдың қатыў температурасы белгиленген болса хәм абсолют температураның орнына Цельсия шкаласындағы температура t алынса ($T=273+t$), онда жоқарыда жазылған қатнас мына түрге енеди:

$$p = \text{const болғанда } V = V_0 \left(1 + \frac{t}{273}\right).$$

Бұл белгили *Гей-Люссак нызамы* болып табылады. Бұл нызам бойынша 1° қа қыздырылғанда газдің көлеми 0°C дағы көлеминің $1/273$ бөлегине артады.

Идеал газдің хал теңлемесин келтирип шығарғанымызда бизлер молекулаларды бирдей деп шәрт қойғанымыз жоқ. Сонлықтан алынған теңleme идеал газлердең араласпасы болған жағдай ушын да жарамлы болады, ал бұл да өз гезегинде молекулалар арасындағы тәсирлесийұди есапқа алмағанымыздың нәтийжеси болып табылады. Усыған байланыслы N ди газ молекулаларының улыўмалық саны деп, яғный хәр қыйлы молекулалардың улыўмалық саны деп есаплаўымыз керек: $N = N_1 + N_2 + N_3 + \dots$, бұл жерде N_i арқалы i -сорт молекулалардың саны белгиленген. Дәслең хал теңлемесин былайынша көширип жазамыз:

$$pV = N_1 kT + N_2 kT + N_3 kT + \dots$$

Буннан кейин егер газдің көлеминің барлығын i -сорттағы молекулалар ийелейтуғын болса хал теңлемесин $p_i V = N_i kT$ түринде жазыўымыздың кереклигин есапқа алып биз мынадай жуўмаққа келемиз:

$$p = p_1 + p_2 + p_3 + \dots$$

Яғный газлердің араласпасының басымы хәр бир газ тап сондай көлемде пайда еткен басымлардың қосындысына тең екен (*Дальтон нызамы*). Жоқарыдағы p_1 , p_2 , p_3 басымларын сәйкес газлердің *парциаллық басымлары* деп атаймыз.

§ 54. Сыртқы майдандағы идеал газ

Қандай да бир күш майданында, мысалы салмақ майданында тұрған идеал газди қараймыз. Бұл жағдайда газ молекулаларына сыртқы күшлер тәсир ететуғын болғанлықтан оның басымы барлық орынларда бирдей болмайды, ал ноқаттан нокатка өткенде өзгередиди.

Әпиўайылық ушын майдан күшлери өзгермейтуғын бағытқа ийе жағдайды қараймыз. Бұл бағыт ретинде z бағытын қабыл етемиз. Шамасы бир биринен dz аралығына кашықласқан хәм хәр қайсысының бети 1 см^2 болған z ке перпендикуляр еки майданды аламыз. Егер газдің басымы еки майданда p хәм dp болса, онда басымлар айырмасы ултаны 1 см^2 хәм бийиклиги dz болған параллелопипедтиң көлеминде жайластырылған газдің бөлекшелерине тәсир ететуғын қосынды күшке тең. Бұл күш $Fndz$ ке тең (молекулалардың тығызлығы n , F болса z ноқатында тұрған бир молекулаға тәсир ететуғын күш). Сонлықтан

$$dp = nFdz.$$

F күши молекуланың потенциал энергиясы $U(z)$ пенен $F = -dU/dz$ түринде байланысқан хәм сонлықтан

$$dp = -ndz \frac{dU}{dz} = -ndU.$$

Газ идеал газ деп есапланғанлықтан $pV=NkT$. $N/V=n$ екенлигин итибарға алып бұл теңлемени $p=nkT$ түрінде көшіріп жазыу мүмкін. Газдың температурасы барлық нокатларда бардей деп болжаймыз. Онда

$$dp=kTdn.$$

Бұл аңлатпаны жоқарыда алынған $dp=-ndU$ аңлатпасына теңеп

$$\frac{dn}{n} = d(\ln n) = -\frac{dU}{kT}$$

екенлигин табамыз. Буннан

$$\ln n = -\frac{U}{kT} + \text{const}$$

хәм ең кейнинде мына формуланы аламыз:

$$n = n_0 e^{-\frac{U}{kT}}.$$

Бұл жерде n_0 арқалы $U=0$ нокатындағы молекулалардың тығызлығына тұрақлы шама белгиленген.

Жоқарыда алынған газдың тығызлығын оның молекулаларының потенциал энергиясы менен байланыстыратуғын формула *Больцман формуласы* деп аталады. Басым тығызлықтан тұрақлы кобейме kT ға парық қылады хәм сонлықтан бундай теңлеме басым ушын да дурыс болып табылады:

$$p = p_0 e^{-\frac{U}{kT}}.$$

Жер бетинің қасында z бийиклигиндеги молекуланың потенциал энергиясы $U=mgh$ қа тең (m молекуланың массасы). Сонлықтан егер газдың температурасы бийикликтен ғәрезсиз деп есапланса, онда z бийиклигиндеги басым p Жер бетиндеги басым p_0 менен былайынша байланысқан екенлигин аңсат келтирип шығарыуға болады:

$$p = p_0 e^{-\frac{mgz}{kT}}.$$

Бұл формула *барометрлик формула* деп аталады. Бұл формуланы былайынша көрсеткен қолайлырақ:

$$p = p_0 e^{-\frac{\mu gz}{kT}},$$

бұл жерде μ арқалы газдың молекулалық салмағы белгиленген, R газ тұрақлысы.

Бұл формуланы газлердің араласпасы ушын да пайдаланыу мүмкін. Идеал газлердің молекулалары бир бири менен тәсирлеспейтуғын болғанлықтан хәр бир газди өз алдына қарауға болады, яғный сәйкес формуланы хәр бир газдың парциаллық басымы ушын пайдаланыуға болады.

Газдың молекулалық салмағы канша үлкен болса оның басымы бийикликке байланыссы тезирек кемейеди. Сонлықтан бийиклик үлкейген сайын атмосфера жеңил газлер менен байыйды; мысалы атмосферада кислород азотқа салыстырганда тезирек кемейеди.

Бирақ ҳакыйқый атмосфера ушын барометрлик формуланың қолланылыуы шекленген. Себеби атмосфера ҳакыйқатында жыллылық тең салмақлығында болмайды хәм оның температурасы бийикликке байланыссы өзгередиди.

Егер Жер бетинен қәлеген бийикликтеги атмосфераға қолланатуғын болсақ Больцман формуласынан қызықлы нәтийжелерди шығарыуға болады. Жер бетинен үлкен қашықлықларда U ушын mgz аңлатпасын емес, ал бөлекшениң потенциал энергиясының дәл мәнисиди болған

$$U = -G \frac{Mm}{r}$$

формуласын пайдаланамыз. Бұл жерде G гравитация тұрақтысы, M Жердің массасы, r Жердің орайынан қашықтық (22-параграфты қараңыз). Бұл формуланы Больцман формуласына қойып газдың тығыздығы үшін мынадай аңдатпаны береді:

$$n = n_{\infty} e^{GMm/kTr},$$

бұл жерде биз $U=0$ болған орындағы (яғни Жерден шексіз үлкен аралыққа қашықтасқан орындағы) газдың тығыздығын n_{∞} арқалы белгиледік. Бұл аңдатпадағы r диң орнына Жердің радиусы R ди қойсақ, онда шексіздіктегі Жер атмосферасының тығыздығы n_{∞} ти анықтай аламыз:

$$n_{\infty} = n_0 e^{GMm/RkT}.$$

Бұл формулада Жер атмосферасының Жерден шексіз үлкен қашықтықтарда нөлге тең болмауының көремиз. Бұндай нәтиже абсурд (мәніссіз) болып табылады. Себеби атмосфераның пайда болуы Жердің өзі менен байланыссыз хам газдың шексіз мұғдары шексіз үлкен кеңістікте тығыздығы хеш бир жерде жоғалмауындай болып тарқалған болуы мүмкін емес. Бұндай жүйеке келіуде биз атмосфераны жылылық тең салмақтығында тұрады деп үндеместен қабыл еттік. Бұл хакыйқатлыққа сәйкес келмейді. Бирақ бұл нәтиже гравитациялық майданның тең салмақтықта тарған газди ұслап тұра алмауының билдиреди. Егер жыллылық тең салмақтығында тұратуғын болса, онда атмосфера кеңістікте тарқалып кеткен болар еди. Жер жағдайында бұл тарқалуы жүдә әстелик пенен жүреді хәм Жер өзінің өмірінің ишінде өз атмосферасының сезилерліктей бөлегін жағалтқан жоқ. Бирақ, мысалы, Ай жағдайында гравитациялық майдан әдеуір әззи болғанлықтан атмосфераны жоғалтуы әдеуір тезирек жүрген хәм ұсының акыбетінде Ай хәзирги ұақытлары атмосфераға ийе емес.

§ 55. Максвелл бөлістирилиуі

Жыллық тезлиги v_T бөлекшелердің жыллылық қозғалысының орташа характеристикасын береді. Хакыйқатында хәр қыйлы молекулалар хәр қыйлы тезликлер менен қозғалады хәм молекулалардың тезликлер бойынша бөлістирилиуі хакқында мәселени қойып мүмкін: денедеги молекулалардың нешеуі (орташа) анау ямаса мынау тезликке ийе болады?

Жыллылық тең салмақтығында тұрған идеал газ үшін бұл мәселени шешеміз. Бұл үшін бир текли салмақ майданыда тұрған газ бағанасын қараймыз. Дәслеп биз газ молекулаларының тезлигинің тек вертикаллық құраушысы v_z бойынша молекулалардың тарқалуы (бөлістирилиуін) қараймыз.

Тезлигинің құраушысының мәнісі базы бир v_z хәм $v_z + dv_z$ шамалары арасындағы шексіз киши интервалдағы жататуғын 1 см^3 газдеги молекулалар санын

$$nf(v_z)dv_z$$

арқалы белгилейміз. Бұл жерде n берілген көлемдеги молекулалардың ұлыма саны. Сонлықтан $f(v_z)$ тезлигинің құраушысының мәнісі анау ямаса мынау v_z болған молекулалар санының үлеси болып табылады.

z бийиклигиндеги газдың шексиз жуқа қатламындағы (қалыңлығы dz) тезликтери dv_z интервалында болған молекулаларды қараймыз. Бұл қатламның көлемі dz ке сәйкес келеді (егер газ бағанасының ұлтанының майданы 1 см^2 болса). Сонлықтан қарап атырған молекулалардың саны мынаған тең:

$$n(z)f(v_z)dv_zdz.$$

Бұл жерде $n(z)$ газдың z бийиклигиндегі тығызлығы. Еркін бөлекшелер сыпатында қозғалып (идеал газлердегі соқлығысыұларды есапқа алмаўға болады) бұл молекулалар базы бир ўақыт ишинде қалыңлығы dz' болған қатламды ийелеп z' бийиклигине өтеди хәм тезлиги базы бир v_z' хәм dv_z' аралығындағы интервалда жатқан шамаға қосылады. Молекулалардың санының өзгермеслиги мына теңлик жәрдемінде жазылады:

$$n(z)f(v_z)dv_zdz = n(z')f(v_z')dv_z'dz'.$$

Салмақ майданындағы қозғалыста тезликтің горизонт бағытындағы құраўшалары (v_x, v_y) өзгермейди, ал v_z тиң өзгериси энергияның сақланыў нызамы бойынша анықланады:

$$\frac{mv_z^2}{2} + mgz = \frac{mv_z'^2}{2} + mgz'.$$

Бұл теңликти дифференциаллап (z пенен z' тың берилген тұрақлы мәнислерінде) мына қатнасты аламыз:

$$v_z dv_z = v_z' dv_z'.$$

Қатламлардың қалыңлықтары былайынша байланысқан:

$$\frac{dz}{v_z} = \frac{dz'}{v_z'}.$$

Бұл аңлатпа мына жағдайды аңлатады: $dt=dz/v_z$ ўақыт аралығында молекула z бийиклигиндегі dz қатламын кесип өтеди хәм z' бийиклигинде $dz'=v_z'dt$ аралығын өтеди. Еки қатнасты да ағзама-ағза көбейтип мынаны табамыз:

$$dv_z dz = dv_z' dz'.$$

Сонлықтан молекулалардың санының тұрақлылығы шәрти бойынша еки тәрптегі дифференциаллар өз-ара қысқарады хәм биз аламыз:

$$n(z)f(v_z) = n(z')f(v_z').$$

Барометрлик формуланың жәрдемінде мынаны табамыз:

$$\frac{f(v_z')}{f(v_z)} = \frac{n(v_z)}{n(v_z')} = e^{-\frac{mg}{kT}(z-z')}.$$

Енди

$$mg(z-z') = \frac{mv_z'^2}{2} - \frac{mv_z^2}{2}$$

екенлигин еске түсиремиз хәм

$$f(v_z)e^{\frac{mv_z^2}{2kT}} = f(v_z')e^{\frac{mv_z'^2}{2kT}}$$

екенлигине ийе боламыз. Бұл жерде биз алынған көбеймениң константа екенлигин көремиз. Басқа сөз бенен айтқанда $f(v_z)$ функциясы төмендегидей түрге ийе болады екен:

$$f(v_z) = \text{const} * e^{-\frac{mv_z^2}{2kT}}.$$

[Бұл формулаға салмақ күшинің тезленіўинің кирмегенлигине итибар беремиз. Усындай болыўы керек, себеби газ молекулаларының тезликлер бойынша тарқалыў

механизми молекулалардың бір бири менен соқлығысыуына байланысly хәм сырткы майданға ҳеш қандай қатнасы жоқ. Биз жоқарыда баянлаған формуланы келтирип шығарыўда сырткы майдан тек жәрдемши орынды ийелейди: бундай майданды пайдаланыўдың жәрдемінде тезликлер бойынша тарқалыўды бизге белгили Больцман формуласы менен байланыстырдық].

Биз тезликтин қураўшысының мәниси бойынша молекулалардың тең салмақлық бөлистирилиўин (тарқалыўин) таптық. Ал тезликтин барлық үш қураўшысына ийе молекулалардың саны былайынша анықланады:

$$f(v_x, v_y, v_z) = \text{const} * e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} e^{-\frac{mv_y^2}{2kT}} e^{-\frac{mv_z^2}{2kT}}.$$

Дәреже көрсеткишлерин қосып, $v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 = v^2$ екенлигин есапқа алсақ, онда изленип атырған бөлистирилиўдин ең кейинги түрин аламыз:

$$f = \text{const} * e^{-\frac{mv^2}{2kT}}.$$

Солай етип газдеги тезликлеринин қураўшылары v_x, v_y, v_z хәм $v_x + dv_x, v_y + dv_y, v_z + dv_z$ арасындағы интервалдағы молекулалар саны dN мынаған тең:

$$dN = \text{const} * e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv_x dv_y dv_z.$$

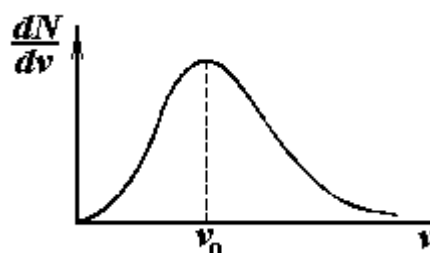
(турақлы коэффициент const ты алыў ушын тезликтин барлық мүмкин болған мәнислерине ийе ийе молекулалардың саны газдеги молекулалар санына тең болыўы керек деп есапланады; биз ҳазир бул коэффициенттин мәнисин жазып отырмаймыз). Алынған формула *Максвелл бөлистирилиўинин* формуласы деп аталады.

Жоқарыда алынған формуланың сырткы майдандағы кеңистлик бойынша молекулалардың тығызлығының бөлистирилиўин беретүғын Больцман формуласына уқсаслығына дыққат аўдарамыз: еки жағдайда да биз

$$e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}$$

түриндеги экспоненциал аңлатпаға ийе боламыз. Бул жерде ε аркалы молекуланың энергиясы белгиленген – тезликлер бойынша бөлистирилиўде кинетикалық энергия $mv^2/2$, ал кенислик бойынша бөлистирилиўде сырткы майдандағы потенциал энергия $U(x,y,z)$. Бундай аңлатпаны көп жағдайларда *Больцман көбейтиўшиси* деп атайды.

Үш v_x, v_y, v_z қураўшыларын беріў молекуланың тезлигинин шамасын да, бағытын да анықлайды. Бирақ молекулалардың тезликлеринин бағытлары бойынша бөлистирилиўи тең өлшеўли – барлық бағытларда орташа бирдей сандағы молекулалар ушады [Бул тезликлердин тек абсолют мәниси киретүғын Максвелл бөлистирилиўинен де көринеди. Егер бағытлар бойынша бөлистирилиў тең өлшеўли болмағанда газде молекулалардың қозғалыўының базы бир артықмашлыққа ийе бағыты болған болар еди, бул газдин тынышлық ҳалына емес, ал бир бағыттағы қозғалысына сәйкес келеди].



2-сүрөт

Максвелл формуласын молекулалардың тезликлеринин абсолют шамасы бойынша бөлистирилиүйне жууап беретүгүндөй етип түрлендириүге болады (тезликлеринин бағыттары бойынша емес). Бул ушын тезликтери $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$ бирдей, ал тезликлеринин құраушылары v_x, v_y, v_z лер ҳәр қыйлы болған молекуларадың санларын қосып шығыуымыз керек. Буны мынадай геометриялық аналогияны қолланып аңсат ислеүге болады: Егер координата көшерлери v_x, v_y, v_z болған координата системасын енгизетуғын болсақ, онда $dv_x dv_y dv_z$ көбеймеси тәреплеринин ұзынлықтары dv_x, dv_y, dv_z болған шексиз киши параллелопипедтин көлемин береді. Бизлер енди координата басынан бирдей қашықтықларда тұрған ұсындай элементар көлемлерди бир бирине қосып шығыуымыз керек (v ның ұсы координаталардығы "радиус-вектордың" ұзынлығын беретүгынлығы өз-өзинен түсиникли). Бул көлемлер радиустары v ҳәм $v+dv$ болған еки сфера арасындағы шар қатламын береді. Оның қөлеми сфералық беттин майданы $4\pi v^2$ менен қатлам қалыңлығы dv ның көбеймесине тең.

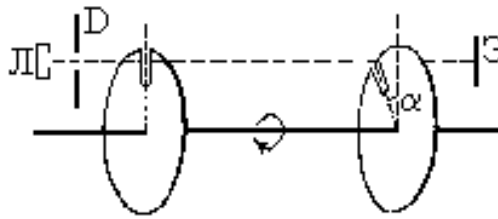
Солай етип Максвелл бөлистирилиүйндеги $dv_x dv_y dv_z$ көбеймесин $4\pi v^2 dv$ ге алмастырып биз тезликтери v менен $v+dv$ аралығында болған молеулалар санын аламыз:

$$dN = \text{const} * e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2 dv.$$

Бул формуладағы dv ның алдында тұрған аңлатпа тезлик бирлигиндеги молекулалар саны болып табылады. Аргумент v ның функциясы сыпатында ол 2-сүрөтте көрсетилгендей түрге ийе болады. Бул функция $v=0$ де нолге тең, ал $v=v_0$ мәнисинде максимумға жетеді, буннан кейин тезликтин үлкейиуи менен тез нолге ұмтылады. Иймекликтин максимумы тезликтин $v_0 = \sqrt{2kT/m}$ мәнисине сәйкес келеді. Бул тезликтин шемесы 50-параграфта анықланған жыллылық тезлиги $v_{\text{жыл}}$ тың шамасынан бир қанша киши.

Ҳәр қыйлы молекулалар ҳәр қыйлы тезликлерге ийе болатуғын болғанлықтан орташа характеристикаларды анықлағанда қандай шаманы орташалау керек екенлиги үлкен әҳмийетке ийе. Мысалы тезликтин биринши дәрежесинин орташа мәниси \bar{v} ның мәниси $v_{\text{жыл}} = \sqrt{\bar{v}^2}$ ға сәйкес келмейди (бул тезликтин келип шығыуына байланыслы орташа квадратлық тезлик деп атайды). Максвелл бөлистирилиүйнен $\bar{v} = 0.92 v_{\text{жыл}}$ екенлиги көрсетиу мүмкин.

Бир атомлы газ ушын жоқарыда келтирилип шығарылған Максвелл бөлистирилиүйи ҳақыйқатында әдеуир ұлыұмалырақ болған теориялық көз-қараслар бойынша да әмелге асырылыуы мүмкин ҳәм универсаллық характерге ийе. Бул бөлистирилиүй қәлеген денениң атомлары ҳәм молекулалары ушын дурыс орынланады. Бирақ Максвелл бөлистирилиүйинин классикалық механикаға тийкарланғанлығын атап өтемиз. Сонлықтан классикалық механиканың жыллылық қызғалысларына қолланылыуы қандай болса, бул бөлистирилиүйдин де қолланылыу шеклери квантлық қубылыслар менен шекленген.



3-сүрөт

Жыллылык қозғалыстарының бөлистирилиінің эксперименталлық жақтан үйрениі молекулалық дәстелерди пайдаланыушы ҳәр қыйлы ұсыллар менен әмелге асырылады. Бундай дәстелер ишинде ҳаўасы сорып алынған камераға затларды арнаўлы түрде пұуландырыў жолы менен алынады. Молекулалардың соқлығыспай ушыўы ушын камерада жеткиликли дәрежедеги вакуумның алыныўы керек.

Усындай ұсыллардың бири тезликлердің механикалық селекторы идеясына тийкарланған ҳәм мәниси төмендегилерден турады: Ҳаўасы сорылып алынған кеңисликте улыўмалық көшерге бекитилген радиал бағыттағы кесимлери бар бир биринен / қашықтығында тұрған еки дөңгелек диск айланады. Дисктеги кесимлер бир бирине салыстырғанда α мүйешине бұрылған (3-сүрөт). Бұл дисклерге П печинен D диафрагмасы арқалы молекулалар дәстеси жибериледи. Биринши дисктеги кесимнен v тезлиги менен өткен молекула $t=l/v$ ўақты ишинде екинши дискке келип жетеди. Усы ўақыт ишинде диск $\Omega t = \Omega l/v$ мүйешине бұрылады (Ω арқалы айланыўдың мүйешлик тезлиги белгиленген). Сонлықтан екинши дисктеги кесимнен өтетуғын молекулалардың (ҳәм Э экранында из қалдыратуғын) тезлиги тек $\Omega l/v$ ни қанаатландыратуғын болыўы керек. Дисклердің тезлигин өзгертип ҳәм экранға келип жеткен молекулалардың тығызлығын өлшеп ҳәр қыйлы тезликлерге сәйкес келиўши бөлекшелердің санын анықлай аламыз.



4-сүрөт

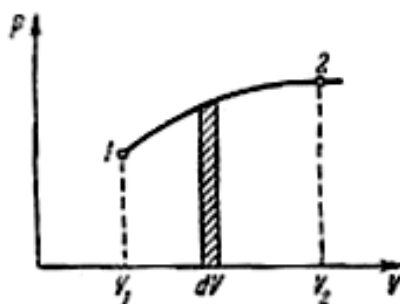
Максвелл бөлистирилиінің экспериментте молекулалар дәстесинің салмақ майданындағы аўысыўын бақлаў жолы менен де әмелге асырылды. 1-печте қыздырылған цезий атомлары дәстеси (4-сүрөт) ҳаўасы сорылып алынған камераға өткериледи. 2- ҳәм 3-диафрагмалар жәрдемінде кесип алынған жиңишке дәсте салмақ майданының тәсирінде төмен карап бұрылады ҳәм детектор жәрдемінде тутып алынады. Детектор болып 4-қыздырылған вольфрам сабағы хызмет етип, оны әсбаптың көшеринен h аралығына төменге қойыў мүмкин (сол қыздырылған вольфрам сабаққа келип урылған цезий атомлары оң зарядланған ионлар түрінде сабақтан ушып шығады ҳәм терис зарядланған пластинка жәрдемінде кайтадан терип алынады). Атомның аўысыўы h оның тезлиги v ға ғәрезли болады (тәжирийбеде дәстениң жолы 2 м болғанда аўысыўдың шамасы миллиметрдің оннан бирин құрады). Ҳәр қыйлы h ларда дәстениң интенсивлигин өлшеп биз дәстедеги атомлардың тезлик бойынша бөлистирилиінің анықлаймыз.

§ 56. Жұмыс хәм жыллылық муғдары

Кеңейгенде дене өзін қоршаған денелерди ысырады, яғный сол ысырылған денелер үстинен жұмыс ислейди.

Цилиндер тәризли ыдыстағы поршеннің астында тұрған газди қараймыз. Егер газ кеңейсе, онда поршенди шексиз киши dh аралығына ысырады хәм Fdh қа тең болған dA жұмысын ислейди. Бул жерде F арқалы поршенге газ тәрөпинен тәсир ететуғын күш белгиленген. Бирақ басымның анықламасы бойынша $F=pS$, бул жерде p газдиң басымы, ал S поршеннің майданы. Сонлықтан $dA=pSdh$. Sdh шамасы бойынша газдиң көлеминиң өсими dV ға тең. Сонлықтан

$$dA=pdV.$$



5-сүүрет

Бул әпиұайы хәм әхмийетли формула денениң көлеми шексиз киши шамаға өзгергендеги элементар процесстеги жұмысты анықлайды. Биз бул жерде жұмыстың тек ғана денениң басымы менен оның көлеминиң ұлыұмалық өзгерисине байланысly екенлигин, ал денениң формасынан ғәрезсиз екенлигин көремиз (гүман пайда етпей ұшын бул тастыйықлаұдың қатты денелерге байланысының жоқ екенлиги атап өтемиз, 101-параграфты қараныз).

Жұмыс dA ның шамасы дене кеңейгенде оң ($dV>0$), бул жағдайда дене қоршаған орталық үстинен жұмыс ислейди. Ал дене кысылса ($dV<0$) жұмыс қоршаған денелер тәрөпинен дене үстинен исленеди. Бул жағдайда бизиң анықламамыз бойынша терис белгиге ийе жұмыс исленеди.

Егер p хәм V координаталарын қолланатуғын болсақ анаұ ямаса мынаұ процесстеги исленген жұмысты графикалық түрде сүүретлеұ мүмкин. Мейли газ кеңейгенде оның басымының өзгериси 5-сүүреттеги 1-2 иймеклиги менен берилсин. Газдиң көлеми dV ға ұлкейгенде газ тәрөипнен исленген жұмыс pdV ға тең (яғный сүүреттеги штрихланған шексиз енсиз түүры мүйешликтиң майданына тең). Сонлықтан газдиң көлеми V_1 ден V_2 ге ұлкейгенде исленген жұмыс иймекликтиң асты хәм шетки еки вертикал түүрылар менен шекленген $12V_1V_2$ майданына тең. Солай етип диаграмманың майданы биз қарап атырған процесстеги жұмысты дәрхәл береди екен.

Айланбалы процесс деп аталатуғын процесс жийи ұшырасады. Бундай процесстиң нәтийжесинде дене өзиниң дәслепки халына қайтып келеди. Мейли газде 6-сүүретте көрсетилген туйық $1a2b1$ иймеклиги бойынша процесс жүретуғын болсын. $1a2$ участкасында газ кеңейеди хәм $1a2$ иймеклигиниң төмениндеги

майданға тең жұмыс истейді. Ал 2b1 участкасында газ қысылады, иленген жұмыстың белгиси терис, ал шамасы бойынша 2b1 иймеклиги астындағы майданға тең. Газ тәрепинен иленген ұлыұмалық жұмыс ұсы еки майданның айырмасына тең (сүүретте бұл айырма штрихланған).

Турақлы басымда дене V_1 көлеминен V_2 көлемине шекем кеңейгенде иленген жұмыс аңсат есапланады. Ол мынаған таң:

$$A = p(V_2 - V_1).$$

Енди идеал газдың изотремалық кеңейгениндеги иленген жұмысын анықлаймыз. Газдың бир грамм-молекуласы ұшын басым $p = RT/V$. Сонлықтан

$$dA = p dV = \frac{RT}{V} dV = RT d \ln V.$$

Температура турақлы болғанлықтан $dA = d(RT \ln V)$ деп жаза аламыз. Буннан А жұмысының процесстинң басы менен ақырындағы $RT \ln V$ шамаларының айырмасына тең екенлиги келип шығады. Яғный

$$A = RT \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

Егер дене сырттан ҳеш қандай энергия алмайтуғын болса, онда кеңейгендеги жұмыс денениң ишки энергиясы есабынан иленеди. Е арқалы белгиленетуғын бұл энергия заттың атомларының кинетикалық энергиялары менен олардың бир бири менен тәсирлесийүиниң потенциал энергияларының қосындысына тең болады.

Бирақ базы бир процесслердеги денениң ишки энергиясының өзгериси иленген жұмыс пенен сәйкес келмейди. Себеби дене механикалық жұмыс ислемай-ақ энергиянсын басқа денелерге бериүйи (ямаса алыүйи) мүмкин. Усындай жоллар менен алынған энергияны *жыллылық муғдары* деп атайды. Егер дене жыллылық алатуғын болса биз жыллылық муғдарының мәнисин оң деп есаплаймыз,. Дене жыллылық беретуғын болса жыллылық муғдарының шамасы терис белгиге ийе болады.

Солай етип денениң ишки энрегиясының шексиз киши өзгериси еки бөлимнен турады: дене тәрепинен аныған энергияның (оны dQ арқалы белгилеймиз) есабынан ишки энергия өседи хәм дене тәрепинен иленген жұмыстың есабынан ишки энергия кемейеди. Демек биз былайынша жаза аламыз:

$$dE = dQ - p dV.$$

Бұл әҳмийетли аңлатпа жыллық процесслериндеги энергияның сақланыў нызамын аңлатады (ұсыған байланыслы бұл аңлатпаны *термодинамиканың биринши нызамы* деп те атайды).

Жұмыс пенен жыллылық муғарының денениң дәслепки хәм ақырғы ҳалларына байланыслы болып қоймай, денениң ҳалы өзгеретуғын жолға да байланыслы екенлигин атап өтемиз. Усы себепке байланыслы "денедеги жыллылық муғдары" деп айтыўға хәм жыллылық эффектін дәслепки хәм ақырғы ҳаллардығы жыллылық муғарларының айырмасы деп қараўға болмайды. Бундай түсиниктиң мәниске ийе емес екенлиги дене өзиниң дәслепки ҳалына кайтып келетуғын айланбалы процесслерде көргизбели түрде көринеди. Ал жутылған (хәм шығарылған) жыллықтың ұлыұма муғдары нолге тең емес.

Тек еркин энергия E ғана *ҳал функциясы* болып табылады: хәр бир анық ҳалда дене белгилі муғдардағы ишки энрегияға ийе. Сонлықтан денениң энергиясының процесстеги өзгериси тек дәслепки хәм ақырғы ҳалларға ғәрезли болған шама

болып табылады (бұл халлардағы энергиялардың айырмасы $E_2 - E_1$). Бұл өзгерісті жыллық мұғдары Q ға хәм жұмыс A ға бөліуі бір мәнісли емес, ал дәслепки халдан ақырғы халға өткендеги жолға байланысly. Дара жағдайда айланбалы процесстеги энергияның толық өзгеріси нолге тең, ал дене тәрeпинен жутылған энергия Q менен дене тәрeпинен исленген жұмыс A нолге тең емес хәм олар бир бири менен $Q=A$ теңлиги менен байланысқан.

Жыллықты өлшеулерде өлшем бирлик сыпатында жақын ўакытлаға шекем айрықша бирлик болған *калория* (*кал*) қолланылып келди. Бұл бирликти 1 г суўды 1° қа кыздыруу үшін зәрүр болған жыллылық мұғдары сыпатында анықлау жеткиликли дәрежеде дәл емес. Себеби суўдың жыллылық сыйымлығының өзи температураға ғарезли. Усыған байланысly шамасы бойынша бир биринен парық қылатуғын колорияның хәр қыйлы анықламалары бар еди. Калория менен джоульдинң шама менен алынған қатнасы төмендегидей:

$$1 \text{ кал} = 4,18 \text{ дж.}$$

Егер dQ жыллылығын жутқанда денениң температурасы dT ға көтерилетуғын болса, онда

$$C = \frac{dQ}{dT}$$

денениң жыллылық сыйымлығы деп аталады. Бирақ бундай анықлама жеткиликли емес. Себеби денени қыздыруу үшін жұмсалатуғын жыллылық тек температураға ғарезли емес, ал жыллылық берилетуғын басқа шараятларға да байланысly. Денениң температурсынан басқа қандай шамалардың өзгеретуғынлығын есапқа алып өтиу керек. Усындай бир мәніслиликтиң жоқлығынан жыллылық сыйымлығының хәр қыйлы анықламаларының болуы мүмкин.

Физикада *турақлы көлемдеги жыллылық сыйымлығы* C_V хәм *турақлы басымдағы жыллылық сыйымлығы* C_p түсиниклерин көбирек қолланған дурыс болады. Бундай жағдайларда жыллықтың денеге қандай шараятларда берилгенлиги (турақлы басымда ямаса турақлы көлемде) анық көрсетиледи.

Егер көлем турақлы болып қалса, онда $dV=0$, $dQ=dE$, яғный жыллылықтың барлығы да денениң ишки энергиясын өсируу үшін жұмсалады. Соның үшін былайынша жазамыз:

$$C_V = \left(\frac{dE}{dT} \right)_V.$$

Туўындыдағы V индекси дифференциаллаудың көлемнің турақлы мәніси V да жүргизилетуғынлығын билдиреди. Шараяттың усындай етип көрсетилиуі зәрүрли, себеби денениң энергиясы тек ғана температурадан ғарезли болмай, денениң халын характерлеуши басқа параметрлерге де байланысly. Ал дифференциаллаудың нәтийжеси сол шамалардың қайсысының турақлы болып қалатуғынлығына байланысly.

Егер қыздыруда денениң басымы турақлы болып қалатуғын болса, онда берилген жыллылық денениң ишки энергиясын арттырып ғана қоймай, жұмыс ислеуге де жұмсалады. Бұл жағдайда басым $p=\text{const}$ болғанлықтан жыллылық мұғдарын былайынша жазамыз:

$$dQ=dE+pdV=d(E+pV).$$

Биз жллылык мұғдарының

$$W= E+pV$$

шамасының өзгерісіне тең екенлігін көреміз. Бұл шама *жыллылық функциясы* (бұнан басқа *жыллылық сақлау* ямаса *энтальпия* атлары да қолланылады) деп аталады. Энергия менен бір қатар бұл шама да дененің қалының анық функциясы болып табылады. Солай етіп тұрақты басымдағы жыллылық сыйымлығы

$$C_p = \left(\frac{dW}{dT} \right)_p$$

тұйындысы түрінде есепланады.

C_p жыллылық сыйымлығы барлық ұақытта да C_v жыллылық сыйымлығынан үлкен:

$$C_p > C_v.$$

Усы теңсізліктің орын алыуы тұрақты басымларда дене кеңейгенде жұмыс істейтуғынлығына байланысly деп есеплаған дұрыс емес. Бұл теңсізлік қыздырғанда кеңейетуғын денелер үшін да, қысылатуғын денелер (бұндай денелер көп емес) үшін да дұрыс. Ғакыйқатында бұл теңсізлік мазмұны төмендегидей болған жыллылық ғақындағы тәліматтың әхмийетлі нәтижелерінің бири болып табылады:

Денени жыллылық тең салмақлығы қалынан шығарыуға бағдарланған сыртқы тәсірлер денеде ұсы сырқы тәсірлердің нәтижелерін әзілетіуе бағдарланған процесслерді жүзеге келтіреді. Денени қыздырыу жыллылықты жұтыуға байланысly процесслердің пайда болыуына, ал салқынлатыу болса, керісінше, жыллылықтың бөлініп шығыуына байланысly болған процесслердің жүзеге келіуіне алып келеді. Бұл аұғал *Ле Шаталье принципі* деп аталады.

Енді сыртқы орталық пенен тең салмақлықта тұрған денеге оның көлемі тұрақты болып қалатуғындай жағдайда базы бир жыллылық берілсін деп көз алдымызға келтірейік. Бұндай жағдайда температура базы бир $(\Delta T)_v$ шамасына көтеріледі. Усының нәтижесінде дененің басымы да өзгереді ғам тең салмақлық бузылады (тең салмақлық қалда дененің басымы қоршаған орталықтың басымына тең болыуы керек). Ле Шаталье принципі бойынша дәслепкі басмының қайта тикленіуіне алып келетуғын тең салмақлықтың тикленіуі базы бир салқынлау менен жүріуі керек. Басқа сөз бенен айтқанда тұрақты басымдағы дененің температурасының өзгерісі $(\Delta T)_p$ тұрақты көлемдегі температураның өзгерісі $(\Delta T)_v$ ден киші болады (еки жағдайда да денеге бирдей жыллылық берілгенде). Бұл өз гезегінде температураны бирдей шамаға көтеріу үшін тұрақты басымда тұрақты көлемдегіге қарағанда көбірек жыллылықтың керек болатуғынлығын билдіреді.

Бир шама өзгергенде екінші шаманың қайсы бағдарда өзгеретуғынлығын анықлау мақсетінде биз бир неше рет Ле Шаталье принципіне кайтып келеміз.

§ 57. Газлердің жыллылық сыйымлығы

Идеал газдің молекулалары бир бири менен тәсірлеспейді деп есепланады, сонлықтан газ кеңейгендегі олар арасындағы орташа қашықтықтың үлкейіуі оның ишки энергиясына тәсір жасамайды. Басқа сөз бенен айтқанда идеал газдің ишки энергиясы тек температураның функциясы болып табылады (ал басым менен

көлемнің функциясы емес). Сондықтан газдың жыллылық сыйымлығы $C_V = dE/dT$ да температурадан тәуелсіз болады.

Тап сондай жағдай $C_p = dW/dT$ жыллылық сыйымлығы үшін де орын алады. Соның менен бірге сол екі жыллылық сыйымлығы арасында жүзде әпшайы байланыс бар.

Газ молекулаларының бір грамм-молекуласын қараймыз; сәйкес жыллылық сыйымлығы *моллик жыллылық сыйымлығы* деп аталады (оны киши с хәрипи жәрдемінде белгилеймиз). Хал теңлемеси $pV = RT$ бойынша бір моль газдың жыллылық функциясы оның ишки энергиясы менен былайынша байланысқан:

$$W = E + pV = E + RT.$$

Бұл теңликти температура бойынша дифференциаллап, аламыз:

$$C_p = C_V + R.$$

Демек газдың моллик жыллылық сыйымлықтарының айырмасы $C_p - C_V$ газ тұрақтысы тең екен:

$$R = 8,3 \text{ дж/(град*моль)} = 2 \text{ кал/(град*моль)}.$$

Бір атомлы газдың жыллылық сыйымлығын аңсат есаплауға болады (инерт газлер сондай). Бұл жағдайда газдың ишки энергиясы бөлекшелеринің илгерилемели қозғалысларының әпшайы қосындысынан тұрады. Температураның анықламасы бойынша бір бөлекшениң орташа кинетикалы энергиясы $(3/2)kT$ ға тең болғанлықтан бір моль газдың ишки энергиясы

$$E = \frac{3}{2} N_0 kT = \frac{3}{2} RT.$$

Сонлықтан жыллылық сыйымлығы

$$C_V = \frac{3}{2} R = 12,15 \frac{\text{дж}}{\text{град*моль}}, \quad C_p = \frac{5}{2} R = 20,8 \frac{\text{дж}}{\text{град*моль}}.$$

Бұл шамалардың температураға тәуелсіз емес екенлигин атап өтемиз.

Биз төменде көп процесслерде газдың әхмийетли характеристикасы болып ү арқалы белгиленетуғын жыллылық сыйымлықлары C_p менен C_V ның қатнастары болып табылатуғынлығын көремиз:

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V}.$$

Бір атомлы газлер үшін

$$\gamma = 5/3 = 1,67.$$

Көп атомлы газлердің жыллылық сыйымлықтарының келип шығуы құрамалырақ болып табылады. Олардың ишки энергиялары молекулалардың илгерилемели хәм айланбалы қозғалысларының энергияларынан хәм молекула ишиндеги атомларының тербеліс энергияларынан тұрады. Солай етип қозғалыслардың сол үш түри де жыллылық сыйымлығына белгилі бір үлес қосады.

Усыған байланысly 50-параграфқа кайтып келемиз. Молекула өзинің илгерилемели қозғалысында үш еркинлик дәрежесине ийе болғанлықтан, сол еркинлик дәрежесинің хәр бирине $kT/2$ энергия сәйкес келеди. Классикалық механикаға сәйкес бундай нәтийже илгерилемели қозғалыс үшін да, тербелмели қозғалыс үшін да, айланбалы қозғалыс үшін да алынуы керек. Соның менен бірге тербелмели қозғалыста потенциал энергияның орташа мәніси кинетикалық энергияның орташа мәнісине тең екенлигин де билемиз. Сонлықтан классикалық механикаға сәйкес молекула ишиндеги атомның жыллылық потенциал энергиясы

да $kT/2$ ге тең болыуы керек. Нәтижеде хәр бир газ толығы менен молекуласының еркинлик дәрежеси бойынша алынатуғын температурадан ғәрезсиз болған (молекуладағы атомлар саны менен анықланатуғын) тұрақлы жыллылық сыйымлығының да болыуы кереклиги алынады.

Хақыйқатында молекулалардығы атомлардың тербелмели қозғалысының жыллылық сыйымлығына үлеси тек жеткилики дәрежедеги жоқары температураларда бақланады. Себеби бундай қозғалыслар өзлериниң "ноллик тербелислер" характерин тек төменги температураларда емес, ал салыстырмалы жоқары температураларда да сақлайды. Бул ноллик тербелислер энергиясының салыстырмалы үлкен мәнисине байланысly. "Ноллик" энергия болса өзиниң мәниси бойынша температурадан ғәрезли емес хәм сонлықтан жыллылық сыйымлығына үлеси жоқ. Еки атомлы газлердиң молекулаларында (азот, кислород, водород ҳ.б.) атомлардың молекулалар ишиндеги тербелислери шама менен бир неше мың градусларда жүзеге келеди. Төменирек температураларда олардың жыллылық сыйымлығына қосатуғын үлеси тез кемейеди хәм өжире температураларында әмелий жақтан пүткиллей жоғалады.

Молекулалардың айланысының ноллик энергиясы жүдә аз. Сонлықтан бундай қозғалысқа классикалық механиканы ертерек қолланыу керек болады (еки атомлы молекулалар ушын Кельвин бойынша бир неше градусларда, ал ең жеңил молекула болған водородта болса 80 K температура зәрүр).

Өжире температураларында еки атомлы газлердиң жыллылық сыйымлығы молекулалардың илгерилемели хәм айланбалы қозғалыслары менен байланысly хәм өзиниң классикалық механикаға тийкарланған теориялық мәнисине жүдә жақын:

$$c_V = \frac{5}{2} R = 20,8 \frac{\text{дж}}{\text{град}^* \text{моль}}, \quad c_p = \frac{7}{2} R = 29,1 \frac{\text{дж}}{\text{град}^* \text{моль}}.$$

Жыллылық сыйымлықлараның катнаслары $\gamma = 7/5 = 1,4$.

"Квант областында" жыллылыққа байланысly болған айланбалы хәм тербелмели қозғалыслардың орташа энергиялары (соның менен бирге газдиң жыллылық сыйымлығы да) тек ғана температураға емес, ал молекуланың "индивидуаллық" қәсийетлери болған олардың инерция моменти менен тербелислер жийилигине де байланысly болады (атап айтқанда ұсы себепке байланысly илгерилемели қозғалыс энергиясындай болып температураны тиккелей анықлау ушын жарамлы емес).

Буннан да құрамалы характерге көп атомлы газлердиң жыллылық сыйымлығы ийе болады. Көп атомлы молекулада атомлар хәр қыйлы "ноллик" энергияға ийе көп санлы тербелислердиң типлерине ийе болыуы мүмкин. Температура жоқарылаған сайын бул тербелислер бир биринен кейин жыллылық қозғалысына "қосылады" хәм ұсыған сәйкес газдиң жыллылық сыйымлығы артады. Бирақ барлық тербелислердиң толық иске қосылыуына шекем жетиу мүмкиншилиги болмайды. Себеби жоқары температураларда молекулалар бөлеклерге ыдырап кетеди.

Жоқарыда айтылғанлардың барлығы да идеал газ деп есаплау мүмкин болған газлер ушын орынлы. Күшли кысыуларда газдиң қәсийетлери идеал газлердиң қәсийетлеринен үлкен айырмаға ийе болады хәм молекулалардың бир бири менен

тәсірлесиінің ақыбетінде оның жыллылық сыйымлығына қосатуғын үлеси артады.

§ 58. Конденсацияланған денелер

Барлық газлер үшін улыўмалық болған ҳал теңлемесин дүзиўге мүмкиншилик беретўғын идеал газдиң жыллылық қасийетлериниң әпиўайылығы усы газдеги молекулалардың бир бири менен тәсірлесиінің ролиниң азлығына байланыслы. Конденсацияланған денелерде болса молекулалардың бир бири менен тәсірлесиі әҳмийетли орын ийелейди. Усыған байланыслы бундай денелердиң жыллылық қасийетлери тийкарынан индивидуаллық (тек өзине тән) характерге ийе ҳәм олар үшін улыўмалық ҳал теңлемесин дүзиўдиң мүмкиншилиги болмайды.

Конденсацияланған денелер киши қысылыўшылыққа ийе (газлерде пүткиллей басқаша екенлигин еске түсиремиз). Олардың қысылыўшылығын тәрийиплеў үшін әдетте тұрақлы температурада көлемнен басым бойынша туўынды түринде анықланыўшы қысылыўшылық коэффициентинен пайдаланады:

$$\kappa = -\frac{1}{V} \left(\frac{dV}{dp} \right)_T.$$

Бул формуладан қысылыўшылық коэффициентиниң изотермалық қысылыўды тәрийиплеўтуғынлығын көремиз (басым үлкейгенде көлем киширейетуғын болғанлықтан бул туўындының мәниси терис, соның үшін минус белгиси оң шаманы алыў үшін қойылған). Формуладан κ ның басымның өлшем бирлигине кери өлшем бирлигине ийе болатуғынлығы көринип тұр.

Мысал үшін базы бир сұйықлықлардың қысылыўшылық коэффициентлериниң мәнислерин келтиремиз (1 бар басым үшін):

Сынап	$0,4 \cdot 10^{-5}$	бар ⁻¹
Суў	$4,9 \cdot 10^{-5}$	бар ⁻¹
Спирт	$7,6 \cdot 10^{-5}$	бар ⁻¹
Эфир	$14,5 \cdot 10^{-5}$	бар ⁻¹

Қатты денелердиң көпшилигиниң қысылыўшылық коэффициентиниң мәниси жоқарыда келтирилген шамалардан да киширек:

Алмаз	$0,16 \cdot 10^{-6}$	бар ⁻¹
Темир	$0,61 \cdot 10^{-6}$	бар ⁻¹
Мыс	$0,76 \cdot 10^{-6}$	бар ⁻¹
Алюминий	$1,4 \cdot 10^{-6}$	бар ⁻¹
Шийше	$2,7 \cdot 10^{-6}$	бар ⁻¹
Цезий	$62 \cdot 10^{-6}$	бар ⁻¹

Салыстырыў үшін газдың қысылыўшылығын табамыз. Изотермалық қысыўда газдиң көлеми $V=RT/p$ басымға керип пропорционал киширейеди. Бул аңлатпаны жоқарыда келтирилген κ үшін аңлатпаға қойып ҳәм дифференцаллаўды орынлап төмендегини аламыз:

$$\kappa = 1/p.$$

q бар басымда газдиң қысылыўшылығы $\kappa = 1 \text{ бар}^{-1}$.

Кондесацияланған денелердің жыллылық қасиетлерін тәрийиплеу үшін қолланылатуғын басқа шама *жыллылық кеңейіуи коэффициенті* болып табылады. Ол былайынша анықланады:

$$\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{dV}{dT} \right)_p.$$

Туұындыдағы p белгиси денени қыздырыудың тұрақлы басымда әмелге асырылатуғынлығын билдиреди.

Денелердің көпшилиги қыздырғанда кеңейеди (α коэффициентинің мәніси оң). Бұл тәбийи: жыллылық қозғалыслары күшейеди хәм молекулаларды бир биринен ийтереди. Бирақ бұл қағыйда барлық ўақытлары орынланбайды. Мысалы 0 ден 4°C ға шекемги интервалда қыздырғанда суўдың көлеми киширейеди. Тап сол сыяқлы 2,19 K нен төменги температураларда гелийди қыздырғанда қысылады (бұл 74-параграфта гәп етилетуғын гелий II болып табылады).

Мысал ретинде базы бир суйықлықлардың жыллылық кеңейіуи коэффициентин келтиремиз (өжире температураларындағы):

Сынап	$1,8 \cdot 10^{-4}$	$град^{-1}$
Суў	$2,1 \cdot 10^{-4}$	$град^{-1}$
Спирт	$10,8 \cdot 10^{-4}$	$град^{-1}$
Эфир	$16,3 \cdot 10^{-4}$	$град^{-1}$

[Салыстырыу үшін газлердің жыллылық кеңейіуи коэффициентин келтиремиз: $V=RT/p$ ны α ның анықламасына қойып $\alpha=1/T$ екенлигине ийе боламыз; $T=273$ K де $\alpha=3,4 \cdot 10^{-3}$ екенлигин көремиз].

Қатты денелердің жыллылық кеңейіуи коэффициенті жоқарыдағылардан да киши:

Темир	$3,5 \cdot 10^{-5}$	$град^{-1}$
Мыс	$5,0 \cdot 10^{-5}$	$град^{-1}$
Шийше	$2,4-3,0 \cdot 10^{-5}$	$град^{-1}$

Жүдә киши жыллылық кеңейіуи коэффициентине инвар (темир 64%, никель 36% болған қуйма) ийе ($\alpha=1,2 \cdot 10^{-6}$). Бұл материаллар температура өзгергенде өлшемлеринің өзгериуи мақсетке муўапық келмейтуғын әсбаплардың бөлеклерин соғыу үшін қолланылады.

45-параграфта кристаллардың (кублық емес кристаллардың) жыллылық кеңейіуинің хәр қыйлы бағытларда хәр қыйлы болатуғынлығы айтылған еди. Бұл айырманың шамасы әдеуір үлкен болыуы мүмкин. Мысалы цинк кристаллыдың жыллық кеңейіуинде гексагоналлық көшер бағытында сызықлы өлшемлер оған перпендикуляр бағыттағы сызықлы өлшемлерге салыстырғанда 4,5 есе тезирек үлкейеди.

Кондансацияланған денелердің жыллылық сыйымлығы газлердің жыллылық сыйымлығы сыяқлы температураның өсиуи менен өседи.

Қатты денелердің жыллылық сыйымлығы атомларының тең салмақлық орынлары әтирапындағы киши тербелис энергиялары менен байланыслы. Температура жоқарылағанда бұл жыллылық сыйымлығы белгили бир анық шекке умтылады. Бұл жағдай атомлардың тербелислерин классикалық механика

жәрдемінде қарауға болатуғын жағдайға сәйкес келеді. Атомлардың барлық қозғалыстары тербелмелі характерге иіе болғанлықтан, онда атомның хәр бир еркинлик дәрежесине орташа kT энергиясы сәйкес келеді: орташа кинетикалық энергия менен орташа потенциал энергияның хәр бири $kT/2$ ге тең (бул ҳаққында алдыңғы параграфта дағазаланды). Қатты денениң бир атомына сәйкес келиўши орташа энергия $3kT$ ға тең болыўы керек.

Бирақ бул шек қандай да бир құрамалы бирикпелер ушын ҳеш қашан да орынланбайды. Себеби бундай температураларға жетемен дегенше олар ерип ямаса ыдырап кетеди. Әдеттегидей температураларда көплеген элементлер ушын жыллылық сыйымлығының шеклик мәниси орнайды. Сонлықтан қатты элементтиң бир грамм-атоминың жыллылық сыйымлығы шама менен мынаған тең:

$$c = 3R = 25 \frac{\text{Дж}}{\text{град} \cdot \text{моль}} = 6 \frac{\text{кал}}{\text{град} \cdot \text{моль}}$$

(Бул тастыйықлаўды Дюлонг ҳәм Пти ызамамы деп атайды).

Қатты денениң жыллылық сыйымлығы туўралы гәп етилгенде биз басым ямаса көлем турақлы болғандағы жыллылық сыйымлығы екенлигин саналы түрде айтпаймыз. Әдетте жыллылық сыйымлығы турақлы басымда өлшенеди, бирақ қатты денелерде c_p менен c_v лар арасындағы айырма жүдә аз (мысалы темир ушын $\gamma = c_p/c_v = 1,02$). Бул жағдай қатты денелердиң жыллылық кеңейиўи коэффициентиниң киши екенлигине байланыслы.

Жыллылық сыйымлықлары айырмасы $C_p - C_v$ ны жыллылық кеңейиўи α ҳәм қысылыўшылық κ пенен байланыстыратуғын улыўмалық катнас бар:

$$C_p - C_v = \frac{T\alpha^2}{\rho\kappa}$$

(бул жерде ρ заттың тығызлығы, C_p менен C_v салыстырмалы жыллылық сыйымлықлары, яғный 1 г заттың жыллылық сыйымлығы). Бул жерде биз $C_p - C_v$ айырмасының α коэффициентиниң квадратына пропорционал екенлигин көремиз.

Температура төменлегенде қатты денениң жыллық сыйымлығы киширейеди ҳәм абсолют нолге умтылады. Бул оғада әҳмийетли болған тастыйықлаўдың нәтийжеси болып табылады (оны *Нернст теоремасы* деп атады): жеткиликли дәрежедеги төменги температураларда конденсацияланған денени тәрийиплейтуғын барлық шамалардың температураға ғәрезлилиги жоғалады.

Дара жағдайда абсолют нолге жақынлағанда денениң энергиясы менен жыллылық функциясының температурадан ғәрезлиги жоғалады. Сонлықтан ұсы фукциялардан температура бойынша алынған туўындылар болған жыллылық сыйымлықлары C_p менен C_v лар да нолге умтылады.

Нернст теоремасы бойынша $T \rightarrow 0$ де жыллық кеңейиўи де нолге умтылады. Себеби денениң көлеминиң температурадан ғәрезлиги тоқтайды.

VIII БАП. ЖЫЛЛЫЛЫҚ ПРОЦЕССЛЕРИ

§ 59. Адиабаталық процесс

Енди базы бир әпиўпайы жыллылық процесслерин үйрениў менен шуғылланамыз.

Газдің бослыққа кеңейуі ең әпийуайы процесс болып табылады: газ дәслеп өткермейтуғын дийуал менен бекленген ыдыстың бөлиминде тұрған болсын, ал сол дийуалды алып таслаганнан кейин газ ыдыстың барлық бөлимлерин толтырады. Бундай кеңейіуде газ хеш қандай жұмыс ислемейтуғын болғанлықтан оның энергиясы тұрақлы болып қалады: газдің кеңейгенге шекемги энергиясы E_1 кеңейгеннен кейинги энергиясы E_2 ге тең

$$E_1 = E_2.$$

Идеал газдің энергиясының тек температураға ғәрезли екенлигин биз билемиз. Сонлықтан энергияның тұрақлылығынан идеал газ бослыққа кеңейгенде температурасының да тұрақлы болатуғынлығы келип шығады. Ал хакыйкый газлердің энергиясы бослыққа кеңейгенде өзгереді.

Адиабаталық процесс деп аталыушы процесс газдің бослыққа кеңейгеннен пүткиллей басқаша болады. Процесслердің бұл түри әхмийетли орын ийелейди. Сонлықтан адиабаталық процессти толығырақ қарап шығамыз.

Адиабаталық процесс ушын газдің серпимлигине тең сыртқы басымда тұратуғынлығы характерли. Процесстиң адиабаталық болыуы ушын процесстиң барысында газ сыртқы орталықтан жыллылық изоляциясында болыуы керек, сонлықтан бундай процессте газ сырттан энергия алмайды хәм сыртқа энергия бермейди.

Поршенге ийе цилиндр тәризли ыдысты тұрған газдің адиабаталық кеңейуін (ямаса қысылуын) көз алдымызға келтириу ең аңсаты болып табылады. Поршень жеткиликли дәрежеде ақырынлық пенен қозғалғанда газ поршеннің изинен уакыттың хәр бир моментиндеги көлемге сәйкес басымға ийе болып кеңейеди. Усы жердеги "жеткиликли дәрежеде ақырынлық пенен" деп айтылғанда поршеннің хәр бир заматлық аұхалына сәйкес жыллылық тең салмақлығының орнап үлгеріуі аңғартылады. Ал поршень үлкен тезлик пенен қозғалса газ оның изинен кеңейип үлгермеген хәм цилиндр ишинде киши басымға ийе болған область (поршень газди кысқанда керисинше аұхал – үлкен басымға ийе область) пайда болған болар еди. Бундай процесс адиабаталық процесс болмаған болар еди.

Әмелий көз-қарас бойынша берилген жағдайларда акырынлық шәрти аңсат орынланады. Таллаулар бундай шәрттиң поршень газдеги сестинң тезлиги менен салыстырғандай тезликлер пенен қозғалғанда ғана бузылатуғынлығын көрсетеди. Сонлықтан адиабаталық процессти әмелге асырғанда биринши планға "жеткиликли дәрежеде тез орнайтуғын" жыллылық изоляциясы шығады хәм. Бундай процесс дауамында газ сыртқы орталық пенен жыллылық алмасып үлгермеген болыуы керек. Бұл "жеткиликли дәрежеде тез орнайтуғын" шәрти жоқарыдағы ақырынлық шәрти менен үйлесетугынлығы өз-өзинен түсиникли. Бұл ыдыстың жыллылық бойынша изоляцияланыуының пүқталығына байланыслы хәм сонлықтан екнши дәрежели әхмийетке ийе. Усы себепке байланыслы физикада адиабаталық процесс "жеткиликли дәрежеде ақырынлық" пенен жүретуғын процесс сыпатында тәрийипленеди хәм бұл принципаллық характерге ийе. Бұл шәрттиң тутатуғын орна биз 62-параграфта қайта келемиз.

Адиабаталық процессте газдің өзиниң ишки энергиясы тұрақлы болып қалады деп тастыйықлауға болмайды. Себеби бұл жағдайда газ жұмыс ислейди (ямаса газ қысылғанда оның үстинен жұмыс исленеди). Жыллылық изоляциясына сәйкес

жыллылық мұғдары dQ ды нолге тең деп есапласақ $dQ=dE+pdV$ қатнасынан адиабаталық процесстің ұлыұмалық теңлемесін аламыз. Солай етип адиабаталық процесстеги денениң қалының шексиз киши өзгериси

$$dE+pdV=0$$

теңлемеси менен тәрийипленеди.

Бұл теңлемени идеал газдің адиабаталық кенейіуіне (ямаса қысылыяына) қолланамыз хәм әпиұайылық ушын барлық шамаларды газдің бир моли ушын аламыз.

Идеал газдің энергиясы тек температураның функциясы болып табылады, ал dE/dT газдің жыллылық сыйымлығы c_v болып табылады. Сонлықтан адиабаталық процесстің теңлемесіндеги dE ни $c_v dT$ менен алмасытырыұ мүмкин:

$$c_v dT + pdV = 0.$$

Бұл аңлатпаға $p=RT/V$ ны қойып хәм теңликти T ға бөлип мына аңлатпаны аламыз:

$$c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dV}{V} = 0.$$

Температуралардың бизди қызықтыратуғын интервалында жыллылық сыйымлығын тұрақлы болып қалады деп есаплап (бундай болжаұдың бир атомлы газлер ушын барлық ұақытларда да дурыс, ал еки атомлы газлерде температураның әдеұир ұлкен интерваленда дурыс екенлигин еске түсирип өтемиз) алынған теңлемени былайынша көширип жазамыз:

$$d(c_v \ln T + R \ln V) = 0.$$

Буннан

$$c_v \ln T + R \ln V = \text{const}$$

екенлигин, ал потенциаллағаннан кейин

$$T^{c_v} V^R = \text{const}$$

аңлатпасын аламыз. Идеал газ ушын $c_v - c_p = R$ екенлигин еслеп, жоқарыда жазылған теңликти $1/c_v$ дәрежесине көтерип ақырғы теңлемени аламыз:

$$TV^{\gamma-1} = \text{const}.$$

Бұл жерде $\gamma = c_p/c_v$.

Биз адаиабаталық процессте идеал газдың температурасы менен көлеминиң $TV^{\gamma-1}$ көбеймеси тұрақлы болып қалатуғындай болып өзгеретуғынлығын көремиз. Дареже көрсеткишиндеги γ барлық ұақытта да бирден ұлкен болғанлықтан $\gamma-1 > 0$ хәм соған сәйкес адиабаталық кеңейіуде газ салқынлайды, ал қысылыұда газ кызады.

Жазылған теңлемени $pV = RT$ формуласы менен комбинациялап адиабаталық процесстеги температура менен басымның өзгерислерин байланыстыратуғын

$$Tp^{-\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \text{const}$$

хәм басымды көлем менен байланыстыратуғын

$$pV^{\gamma} = \text{const}$$

аңлатпаларын аламыз. Кейинги теңлемени *Пуассон адиабатасының* теңлемеси деп атайды.

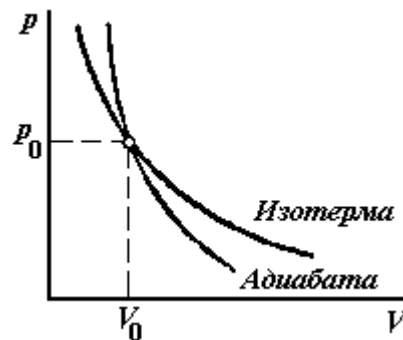
Газдің басымы изотермалық кеңейгенде көлем V ның биринши дәрежесине кери пропорционал өзгереді. Ал адиабаталық кенейгенде болса басымның V^{γ} ға кери пропорционал киширейетуғынлығын аңғардық (яғный тезирек киширейеди, себеби барлық ұақытлары $\gamma > 1$). Усы процесслерди p, V диаграммасында изотерма

хәм адиабата түрінде көрсететуғын болсақ (газдің басланғыш ҳалына сәйкес келетуғын базы бир p_0 хәм V_0 ноқатында кесилисетуғын), онда адиабатаның изотермаға салыстырғанда бираз тик екенлигин көремиз.

Егер көлемнің өзгерисин басымның функциясы (яғный 1-сүүретти 90° қа бурсақ) хәм бул байланысты қысылыўшылық коэффициенти $\kappa = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dp}$ менен тәрийиплемекши болсақ бул қәсийетти басқаша да келтирип шығарыўға болады (биз изотремалық жағдайды нәзерде тутқан 58-параграфты қараңыз). Бундай жағдайда газдің адиабаталық қысылыўшылығының оның изотермалық қысылыўшылығынан киши екенлигин көремиз:

$$\kappa_{\text{адиаб}} < \kappa_{\text{изот}}.$$

Газлер ушын алынған бул теңлик ҳақыйқатында барлық денелер ушын да дурыс. Бул Ла Шаталье принципиниң нәтийжеси болып табылады.



1-сүүрет

Ал буған керисинше газдеги адиабаталық процесстиң басқа қасийети болған қысылғандағы газдің қызыўы қәлеген денениң адиабаталық қысылыўшының универсаллық қасийети болып табылмайды. Буның дурыслығы Ле Шаталье принципинен де көринип тур. Егер денени жыллылық бермей қысатуғын болсақ, онда денениң температурасы қысылыўға кесент жасайтуғындай болып өзгередиди. Қыздырғанда кеңейетуғын денелер ушын (бундай денелер денелердің басым көпилигин қурайды) бул адиабаталық қысылыўда температураның жоқарылайтуғынлығын аңлатады (кеңейгенде кериси – температура төменлейди). Бирақ бул таллаўдан анық көринеди: егер қыздырғанда денениң көлеми киширейетуғын болса, онда адиабаталық қысыў салқынлаў менен жүредиди.

§ 60. Джоуль-Томсон процесси

Газ ямаса сұйықлық жыллылық алмасыўсыз бир басымнан екинши басымға стационар түрде өтетуғын процесслер үлкен қызығыўшылық пайда ететуғын процесслерден болып есапланады. Бул жерде *процесстиң стационарлығы* барлық өтиў барысында еки басымның да өзгермей қалатуғынлығын аңлатады.

Улыўма айтқанда бундай процесс газдің (ямаса сұйықлықтың) тезлиги нолге тең болған ҳалынан ағыўы менен жүредиди. Бирақ ағыў тезлигин жасалма жоллар менен жүдә киширейтиўге болады (мысалы бир басымнан екинши басымға үлкен сүйкелис пайда ететуғын орталық арқалы газдің өтиўин әмелге асырсақ; бундай орталық киши тесик ямаса майда тесикли өткел болып табылады).

Жыллылық изоляциясындағы газдің тезлигин сезилерліктей өзгертпей бір басымнан басымнан екінші басымға стационар өтіуі *Джоуль-Томсон процессі* деп аталады.

Джоуль-Томсон процессі схемалық түрде 2-а және б сұйреттерде көрсетілген. Бұл жерде газ майда тесікшелері бар П өткелі арқалы өтеді. Бұл өткелдің екі тәрепіндегі басымдардың тұрақтылығы және олардың p_1 және p_2 шамаларына тең болуы 1- және 2-поршендері жәрдеминде алынады.

Мейлі газ дәслеп 1-поршен және П өткелі арасындағы V_1 көлеміне иіе болған болсын (2-а сұйрет). Енді p_1 және p_2 басымдарын тұрақты етіп салап 1-поршенді өткелге қарай, ал 2-поршенді қарама-қарсы бағытта қозғалтамыз. Усының нәтижесінде газ өткел арқалы киші тезлікте өтіп 2-поршен менен өткел арасындағы V_2 көлеміне және p_2 басымына иіе болады.

Бұл процессте газ сырттан энергия алмағанлықтан поршен тәрепіннен ісленген жұмыс газдің ишкі энергиясының өзгерісіне тең болады. Процесс барысында басым тұрақты болып қалғанлықтан 1-поршеннің газді V_1 көлемінен қысып шығарғандағы жұмысы $p_1 V_1$ көбеймесіне тең. Ал өткел арқалы өткен газ 2-поршен үстіннен жұмыс істейді. Сонлықтан поршендер тәрепіннен ісленген ұлыұмалық жұмыс $p_1 V_1 - p_2 V_2$ ге тең. Жоқарыда айтылғанындай, бұл жұмыс газдің ишкі энергиясының өсіміне тең:

$$p_1 V_1 - p_2 V_2 = E_2 - E_1.$$

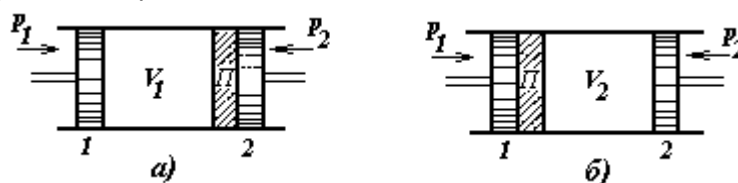
Бұл жерде E_1 және E_2 арқалы берілген мұғдардағы газдің дәслепкі және ақырғы қалпындағы ишкі энергиясы. Сонлықтан

$$E_1 + p_1 V_1 = E_2 + p_2 V_2$$

Ямаса $W_1 = W_2$. Бұл жерде $W = E + pV$ жыллылық функциясы болып табылады.

Солай етіп Джоуль-Томсон процессінде газдің жыллылық функциясы сақланады екен.

Идеал газде энергия сыяқты жыллылық функциясы да тек температураға ғәрезлі. Сонлықтан Джоуль-Томсон эффектине идеал газ қатнасауғын болса, онда оның температурасы өзгермей қалады.



2-сұйрет

Ғақыйқы газлерде болса Джоуль-Томсон процессінде температура өзгереді. Қала берсе температураның өзгерісі үлкен шамаларға тең болуы мүмкін. Мысалы ғаұа өжіре температураларында 200 атм басымнан 1 атм ға шекем көлемін кеңейтсе, онда ол шама менен 40° ка салқынлайды.

Жеткиликли дәрежедегі жоқары температураларда барлық газлер Джоуль-Томсон процессінде кеңейгенде қызады, ал төменірек температураларда (және жүдә үлкен болмаған басымдарда) салқынлайды. Соның ұшын Джоуль-Томсон процессінде температуралар өзінің белгісін өзгертетуғын температура (*инверсия нокаты*) бар. Инверсия нокатының шамасы басымға байланысly және және және қыйлы газлер ұшын және қыйлы. Мысалы ғаұа өжіре температураларында Джоуль-

Томсон процессинде салқынлайды, ал ұсындай эффектти алыу үшін 200 К ге шекем, ал гелийди 40 К ге шекем алдын ала салқынлатыу керек.

Джоуль-Томсон процессиндеги температураның өзгеріуі техникада газлерди сұйылтуу үшін кеңнен қолланылады. Бундай жағдайларда газдиң тезлигин киширейтуу үшін жиңишке тесик қолланылады (оны дросселлик вентиль деп атайды), ал сол процесстиң барлығын *дросселлеу* процесси деп атайды.

§ 61. Стационар ағыс

Джоуль-Томсон процессинде газ стационар түрде бир басымнан екінши басымға өтеди, ал ұсы өтиуде газдиң тезлиги жасалма түрде сүйкелистің жәрдемінде жоқ етиледі. Бирақ бул процессти талқылауда алынған нәтижелерди жыллылық бойынша изоляцияланған нолден өзгеше тезлик пенен қозғалыушы қәлеген газ (ямаса сұйықлық) ағысы үшін ұлыұмаластыруға болады.

Айырма соннан ибарат, енди ағыушы газдиң кинетикалық энергиясын есапқал алмай кетиуге болмайды. Газ үстинен исленген жұмыс газдиң энергиясын үлкейтиуге жұмсалады, ал бул энергияға енди тек ишки энергия емес, ал ғаздиң тутасы менен қозғалыуына сәйкес келиуши кинетикалық энергия да киреди.

Басқа сөз бенен айтқанда газ ямаса сұйықлықтың стационар ағысы үшін

$$\frac{Mv^2}{2} + E + pV = const$$

ямаса

$$\frac{Mv^2}{2} + W = const$$

теңлиги орынланады. Бул жерде W менен M заттың базы бир муғдарының жыллылық энергияы хәм массасы. Жазылған теңлеме $Mv^2/2 + W$ шамасының заттың берилген муғдары үшін ағыстағы қай орында жайласқанлығынан ғәрезсиз бирдей екенлигин аңғартады.

Салмақ майданындағы потенциал энергияны да есапқа алыу зәрүр болған жағдайларда (сұйықлық аққанда, газ үшін салмақ әхмийетли орын ийелемейди) сәйкес түрде былайынша жазамыз:

$$\frac{Mv^2}{2} + Mgz + E + pV = const.$$

Бул жерде z арқалы ағыстың берилген орнының бийиклиги белгиленген.

Енди ағыс сезилерликтей сүйкелиссиз қозғалады деп есаплайық (ағыушы зат ишинде ямаса сыртқы тосықынлықлардың тәсиріндеги сүйкелис, бул жағдай сүйкелис әхмийетли орын ийелейтуғын Джоуль-Томсон процессинің кериси болып табылады). Бундай шараятларда толығы менен ағыстың өзи емес (дәслеп ұсындай деп келисилген еди), ал заттың айырым учатскаларының қозғалысы да жыллылық бойынша изоляцияланған деп есапланады (сезилерликтей сүйкелис орын алғанда ағыстың ишинде де жыллылық бөлинип шыққан болар еди). Басқа сөз бенен айтқанда қозғалыс процессинде заттың хәр бир участкасы адиабаталық кеңейеди (ямаса қысылады).

Тап ұсындай шараятлардағы ишиндеги басым p болған (сыртқы басым p_0) ыдыстан газдиң шығыуын қараймыз. Егер газ жеткиликли киши тесикше аркалы шығатуғын болса, онда ыдыс ишиндеги газдиң тезлигин нолге тең деп

есепләуімізға болады. Шығыўшы ағыстың тезлиги v ны мына теңлик жәрдеминде анықлаймыз:

$$W_0 + \frac{v^2}{2} = W.$$

Бул жерде биз массаны 1 г ға тең деп алдық, сонлықтан W менен W_0 газдың 1 граммының ыдыс ишиндеги хәм сыртка шығып атырған ағыстағы жыллылық функциялары. Газды идеал, ал оның жыллылық сыйымлығын температурадан ғәрезсиз деп есапласақ, онда $C_p = dW/dT$ формуласынан ямаса $dW = C_p dT$ дан $W - W_0 = C_p(T - T_0)$ екенлиги келип шығады, онда

$$v^2 = 2 C_p(T - T_0).$$

59-параграфтағы $T p^{-(\gamma-1)/\gamma}$ шамасының газдың адиабаталық кенейиўинде тұрақлы болып қалатұғынлығын көрсететұғын теңлеме жәрдеминде ыдыстан шығып атырған заттың температурасы T_0 ди ыдыс ишиндеги температура T менен арасындағы байланысты анықлаймыз:

$$T_0 = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}.$$

Солай етип газдың шығыў тезлигин анықлаўшы мынадай ақырғы формуланы аламыз:

$$v^2 = 2 C_p T \left[1 - \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right].$$

Сұйықлықлардың ағысы олардың киши қысылыўшылығының салдарынан көлеминиң сезилерликтей өзгериўи менен жүзеге келмейди. Басқа сөз бенен айтқанда ағып тұрған сұйықлықты қысылмайтуғын, өзгермейтуғын тығызлыққа ийе сұйықлық деп қараў мүмкин.

Бундай сұйықлықтың (сүйкелиссиз) стационар ағысының теңлемеси жүдә әпиўайы. Бул жағдайда адиабаталық процесстиң улыўмалық теңлемеси ($dE + p dV = 0$) сұйықлық қысылмайды деп есапланғанлықтан $dV = 0$ болғанлықтан $dE = 0$ теңлемесине алып келинеди. Басқа сөз бенен айтқанда E энергиясы тұрақлы болып қалады, сонлықтан оны

$$\frac{M v^2}{2} + M g z + E + p V = \text{const.}$$

теңлигиниң шеп тәрәпинен алып таслаўға болады. Бул теңлемени масса M ге бөлемиз хәм M/V ның тығызлық ρ екенлигин аңлаймыз. Бундай жағдайда сүйкелиссиз қозғалатұғын қысылмайтуғын жыллылықтан изоляцияланған ағыс бойынша мына шама тұрақлы болып қалады:

$$\frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} + g z = \text{const.}$$

Бул *Бернулли теңлемеси* деп аталыўшы теңлеме болып табылады.

Мысал ретинде өзгериўши кесе-кесимге ийе най аркалы сұйықлықтың ағысын қараймыз. Әпиўайылық ушын найды горизонт бағытында жайластырылған деп есаплаймыз. Бундай жағдайда қозғалысқа салмақ күши тәсир етпейди хәм Бернулли теңлемеси мынаны береді:

$$\frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} = \frac{v_0^2}{2} + \frac{p_0}{\rho}.$$

Бұл жерде v_0 хәм v аркалы найдың қандай да бир еки кесиміндеги ағыстың тезлиги, ал p_0 менен p лар сәйкес тезликлер. Егер ұсы кесимлердің майданлары S_0 менен S ке тең болса, онда 1сек ишинде ағып өткен сұйықлықтардың көлемлери $v_0 S_0$ хәм $v S$ ке тең. Сұйықлық қысылмайтуғын деп есапланғанлықтан $v S = v_0 S_0$, буннан

$$v = v_0 \frac{S_0}{S}$$

екенлиги келип шығады, яғный қандай да бир кесимдеги сұйықлықтың тезлиги кесимнің майданфна керип пропорционал болып шығады. Бұл аңлатпаны Бернулли теңлемесине қоямыз хәм басымды кесимнің майданы менен байланыстыратуғын аңлатпа аламыз:

$$p = p_0 + \frac{\rho}{2} (v_0^2 - v^2) = p_0 + \frac{\rho v_0^2}{2} \left(1 - \frac{S_0^2}{S^2} \right).$$

Биз бұл жерде найдың жуған жерлеріндеги басымның жиңишке жерлеріндеги басымнан үлкен болатуғынлығын көремиз.

Енди Бернулли теңлемесин ыдыстан киши тесикше аркалы шығып атырған сұйықлықтың тезлигин анықлау үшін пайдаланамыз. Тесикшениң кесе-кесимин ыдыстың кесе-кесиминиң майданынан киши деп есапланғанлықтан ыдыстағы сұйықлықтың бетиниң төмен қарап түсіуиниң тезлигин есапқа алмаймыз. Ыдыстағы сұйықтың басымын тесикше аркалы ағып атырған сұйықлықтың басымы менен тең деп есаплап Бернулли теңлемесинен

$$\frac{v^2}{2} + g z_1 = g z_2$$

аңлатпасын аламыз. Бұл жерде v аркалы тесикше аркалы ағып атырған сұйықлықтың тезлиги, z_1 хәм z_2 аркалы ыдыстағы сұйықтың бетиниң бийиклиги менен тесикшениң бийикликлери белгиленген. Буннан

$$v = \sqrt{2gh},$$

бұл жерде $h = z_2 - z_1$. Бұл Торичелли формуласы деп аталатуғын формула сұйықлықтың киши тесикше аркалы ағып шығыа тезлигиниң денени h бийикликтен таслап жибергенде алатуғын тезлигине тең болатуғынлығын көрсетеди (бұл бийиклик тесикшениң үстиндеги сұйық бағанасының бийиклигине тең).

§ 62. Жыллылық процесслериниң қайтымсызлығы

Механика ызаамлары бойынша материаллық денелердің механикалық қозғалыслары төмендегидей зор қасиетке ийе болады. Денениң механикалық қозғалысының қандай болмағанлығына байланыссыз барлық ұақытта да кери қозғалыс мүмкин (яғный дене туұры қозғалыстағыдай барлық ноқатлардан сол ноқатларда ийе болған тезликлери менен қарама-қарсы бағытта өтеди). Мысалы, мейли салмақ майданында горизонтқа базы бир мүйеш пенен ылақтырылған болсын. Ол қандай да бир траектория бойынша барзы бир орныда Жерге келип түседи. Егер енди ұсы орыннан денени келип түскен мүйештей мүйеш хәм сондай тезлик пенен ылақтырсақ, онда дене дәслепкидей траектория менен қарама-қарсы бағытта қозғалып өзиниң биринши орнына келип түседи (егер хаўа менен сүйкелисти есапқа алмасақ).

Механикалық қозғалыстардаң бұл қайтымлылығын болажақ пенен өтмиштің симметриялылығынан, яғный ұақыттың белгисин өзгертиўге қарата симметриялылықтың орын алыўынан деп түсиндириледі. Механикалық қозғалыстардың симметриялылығы тиккелей қозғалыс теңлемелериниң өзинен келип шығады. Ҳақыйқатында да ұақыттың белгисин өзгертсек тезликтің де белгиси өзгереді, ал теңлемеге кириўши тезлениў өзиниң белгисин сақлайды.

Пүткиллей басқаша ситуация жыллылық қубылыслары областында орын алады. Егер қандай да бир жыллылық процесси жүрсе, онда оған кери болған процесстиң (яғный тап сол жыллылық процесси кери бағыттағы жүретуғын) жүриўи мүмкин емес. Басқа сөз бенен айтқанда жыллылық процесслери *кайтымсыз процесслер* болып табылады.

Мысалы, егер ҳәр қыйлы температурадағы еки денени бир бирине тийгизсек, онда көбирек қыздырылған денен жыллылықты азырақ қыздырылған денеге береді. Бирақ керип процесс (азырақ қыздырылған денениң өзінше көбирек қыздырылған денеге жыллылық бериўи) ҳеш ұақытта бақланбайды.

59-параграфта айтылып өтилген газдиң бослыққа кенейиўи де тап сондай кайтымсыз болып табылады. Газ өткелдиң еки тәрeпинде де таркалады, бирақ ол ҳеш ұақытта да өзинен-өзи (бул процесске сырттан ҳеш ким араласпаса) газ ҳеш кашан ыдыстың бир ярымына жыйналмайды.

Улыўма алғанда өз-өзине қойылған барлық денелер системасы бирдей температура менен басымға ийе болып жыллылық тең салмақлығы ҳалына өтиўге умтылады. Усы ҳалғат өткеннен кейин система өзінше бул ҳалдан шықпайды. Басқа сөз бенен айтқанда жыллылық тең салмақлығы ҳалына жакыласатуғын процесслер менен бирге жүретуғын барлық жыллылық қубылыслары қайтымсыз.

Мысалы қозғасытағы денелер арасындағы сүйкелиске байланыслы барлық процесслер кайтымсыз. Сүйкелис қозғалыстың кем-кемнен әстелениўин болдырады (кинетикалық энергия жыллылыққа айланады). Бул жағдай қозғалыс орын алмайтуғын тең салмақлық ҳалына жакын. Усындай себеплерге байланыслы газ өткел арқалы үлкен сүйкелис пенен өтетуғын болғанлықтан Джоуль-Томсон процесси кайтымсыз болып табылады.

Улыўма айтқанда тәбияттағы жыллылық процесслериниң барлығы да аная ямаса мынаў дәрежеде қайтымсыз болып табылады. Бирақ бир қатар жағдайларда қайтымсызлық дәрежеси сезилерликтей болмаўи мүмкин. Сонлықтан бундай жағдайларда процессти жеткиликти дәлликте кайтымлы деп есаплайды.

Жоқарыда айтылғанлардан қайтымлылыққа жетиў ушын системадағы жыллылық тең салмақлығына жақынлатыў характерине ийе барлық процесслерди жоқ кылыў керек. Мысалы көбирек қыздырылған денеден кемирек қыздырылған денеге жыллылықтың тиккелей өтиўин болдырмаў шәрт ҳәм денелер қозғалғанда сүйкелистиң болмаўи керек.

Жоқары дәрежедеги қайтымлы процесстиң мысалы ретинде 59-параграфта қарап өтилген газдиң адиабаталық қысылыўын ямаса кеңейиўин көрсетиў мүмкин. Жыллылық бойынша изодяцияланғанлық қоршаған орталық пенен тиккелей жыллылық алмасыўын жоқ етеди. Поршенниң қозғалысының "жеткиликти әстелиги" газдиң бослыққа қайтымсыз кеңейиўин болдырмайды (бул поршен үлкен тезлик пенен қозғалғанда орын алған болар еди). Бирақ, қалай деген менен әмелде

хәм қарап өтилген жағдайда барлық ўақытта да қайтымсызлықтың қандай да бир дереклери сақланып қалады (ыдыстың жыллылық изоляциясының жақсы емеслиги, поршен қозғалғанда орын алатуғын сүйкеліс).

Улыўма айтканда "Әсте-акырынлық" (ямаса "әстелик") қайтымлы процесслердің характерли айрықшалықларының бири болып табылады: процесске қатнасыўшы денелер ўақыттың барлық моментлеринде сыртқы шәртлерге сәйкес келиўши тең салмақлық халға жетип үлгериўи керек (газдың кеңейиўи мысалында өзиниң көлеми бойынша бир текликтиң сақланыўи ушын газ поршенниң изине жетип үлгериўи шәрт). Ал толық қайтымлылық тек идеал жағдайда жүдә әстелик пенен жүретуғын процессте жетиледи. Сонлыктан шекти тезлик пенен жүретуғын қәлеген ҳақыйқый процесстиң толық кайтымлы болыўи мүмкин емес.

Биз жыллылық тең салмақлығында тұрған денелер системасында сырттан араласыў болмағанда ҳеш қандай процесслердің жүриўиниң мүмкин емес екенлигин айтып өттик. Бул жағдайдың басқа да аспекти бар: жыллылық тең салмақлығында тұрған денелер жәрдемінде ҳеш қандай жұмыс жүргизиў мүмкин емес. Себеби жұмыс механикалық қозғалыс пенен, яғный энергияның денениң кинетикалық энергиясына өтиўи менен байланыслы

Жыллылық тең салмақлығында тұрған денелер есабынан жұмыстың ислениўиниң мүмкин емес екенлиги ҳаққындағы оғада әҳмийетли тастыйықтаўды *термодинамиканың екинши басламасы* деп атаймыз. Биз турақлы түрде тең салмақлық халға жақын халда тұрған көп муғдардағы жыллылық энергиясының запасына ийемиз. Термодинамиканың екинши басламасы тең салмалықта тұрған денелердің есабынан жұмыс ислейтуғын "*екинши әўлад мәңги двигателдің*" болыўын бийкарлайды. Ал термодинамиканың биринши басламасы (энергияның сақланыў нызамы) болса энергияның сырткы дерегисиз (яғный "ҳеш нәрсесиз") жұмыс ислейтуғын "*биринши әўлад мәңги двигателдің*" болыўын бийкарлайтуғын еди.

§ 63. Карно цикли

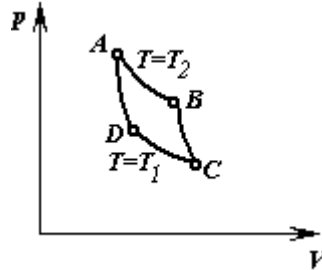
Солай етип жұмыс тек бир бири менен жыллылық тең салмақлылығында турмаған денелер системасы тәрепинен ғана исленеди екен.

Енди температуралары ҳәр қыйлы болған еки денеден туратуғын системаны көз алдымызға елеслестейик. Егер ұсы еки денени бир бирине тийгизсек, онда жыллылық температурасы жоқары болған денеден температурасы төмен денеге өтеди хәм ҳеш қандай жұмыс исленбейди. Қызған денеден салқын денеге жыллылықтың өтиўи қайтымсыз процесс болып табылады хәм бул мысал мынадай болған улыўмалық қағыйданы демонстрациялайды: қайтымсыз процесслер жұмыстың ислениўине қарсылық жасайды.

Егер биз бизиң қолымыздағы денелер тәрепинен жұмыс ислеткимиз келсе, онда процессти қайтымлы етип шөлкемлестириўимиз керек екен (барлық қайтымсыз процесслерден қутылыўға тырысыў, еки бағыт бойынша бирдей дәрежеде жүретуғын процесслерди пайдаланыў).

Бизиң еки денеден туратуғын системамызға кайтып келемиз: олардың температураларын T_1 хәм T_2 ($T_2 > T_1$) болсын, температурасы жоқары денени

қыздырғыш, ал температурасы оған салыстырғанда төмен болған денени салқынлатқыш деп атайық. Усы еки дене арасында жыллылықтың тиккелей өтиўин жүзеге келтириўге болмайтуғын болғанлықтан жұмыс ислеў ушын және бир қосымша денениң зәрүрлиги өз-өзинен түсиникли. Бул денеди жұмыс ислеўши дене деп атайық. Бундай дене сыпатында поршен астында турған газ бар цилиндр тәризли ыдысты көз алдыға келтириў мүмкин.



3-сүүрет

Жұмыс ислеўши дене менен жүретуғын процессти p , V диаграммасында көрсетемиз (3-сүүрет). Мейли газ дәслеп T_2 температурасына ийе болсын хәм оның халы диаграммадагы A ноқатына сәйкес келсин. Жұмыс ислеўши денеге қыздырғышты тийгиземиз хәм газди кенейтемиз. Бундай жағдайда газ қыздырғанда базы бир муғдардагы жыллылық алады хәм барлық ўақытта да қыздырғыштың T_2 температурсына ийе болып қалады (қыздырғыштағы жыллылықтың запасын үлкен хәм газге жыллылық бергенде оның температурасы өзгермейди деп есаплаймыз). Солай етип газдиң изотремалық кенейиўи қайтымлы түрде жүргизиледи, себеби жыллылықтың өтиўи температуралары бирдей болған денелер арасында орын алады. 3-сүүретте бул процесс AB изотермасы менен сәўлелендирилген.

Енди жұмыс ислеўши денени қыздырғыштан айырамыз хәм газды адиабаталық кеңейиўге ушыратамыз. Бундай кеңейиўде газ салқынлайды. Газдиң температурасы салқынлаткыштың температурасы T_1 ге тең болғанша кеңейиўди даўам етемиз. Бул процесс диаграммада BC адиабатасы менен сәўлелендириледи. Бул иймеклик AB иймеклигине салыстырғанда тиклеў болады. Себеби адиабаталық кенейиўде басымның төменлеўи изотермалық кеңейиўдеги басымның төменлеўинен тезирек жүреди.

Буннан кейин жұмыс ислеўши денени салқынлаткыш пенен тутастырамыз хәм газди T_1 температурасында изотремалық түрде кысамыз. Бул жағдайда газ базы бир муғдардағы жыллылықты салқынлатқышқа береди.

Ең кейинде жұмыс ислеўши денени салқынлатқыштан ажыратамыз хәм газди адиабаталық қысып, оны өзиниң дәслепки халына қайтып алып келемиз. Бул ушын D нокатын дурыс сайлап алыўымыз керек (яғный CD изотермалық қысыўдың нәтийжесинде алып келинетугын көлемниң дурыс сайлап алыныўы керек).

Солай етип жұмыс ислеўши дене өзиниң дәслепки халына қайтып келип айланбалы процессти басынан кеширди. Усының нәтийжесинде ол иймек сызықлы $ABCD$ төрт мүйешлигиниң майданына тең жұмыс ислейди. Бул жұмыс жоқарыдағы изотермада жұмыс ислеўши денениң қыздырғыштан алынған жыллылықтың төменги изотермада салқынлаткышқа берилген жыллылық муғдарынан үлкенлигиниң есабынан исленди. Бул айланбалы процесстиң барлық этаплары қайтымлы хәм сонлықтан исленген жұмыс ислениўи мүмкин болған ең максимумы болып табылады (қыздырғыш тәрәпинен жумсалған жыллылық муғдарында).

Жоқарыда тәрийипленген процесс *Карно цикли* деп аталады. Бул цикл температуралары ҳәр қыйлы болған еки дене болғанда қайтымлы түрде жұмыстың исленетуғынлығын көрсетеди. Ислениўи максималлық маниске ийе болған бул жұмыстың муғдары жұмыс ислеўши денениң қәсийетлерине байланыслы емес.

Исленген жұмыстың шамасының кыздырғыштан алынған энергияға қатнасы *жыллылық машинасының пайдалы тәсир коэффициенти* (п.т.к.) деп аталады (оны η менен белгилеймиз).

Жоқарыда айтылғанлардан Карно циклиниң пайдалы тәсир коэффициентиниң кыздырғыш пенен салқынлатқыштың температураларының берилген температураларында ислеитугын басқа машинаның пайдалы тәсир коэффициентлеринен үлкен болатуғынлығы түсиникли. Бул коэффициентниң

$$\eta_{\max} = \frac{T_2 - T_1}{T_2}$$

шамасына тең екенлигин көрсетиўге болады.

Солай етип ҳәтте жыллылық машинасының толық қайтымлы идеал шеклеринде де пайдалы тәсир коэффициентиниң мәниси бирден киши; кыздырғыш тәрепинен берлиген жыллылықтың T_1/T_2 бөлеги жыллылық түринде пайдасыз салқынлатқышқа бериледи. Бул бөлимниң шамасы T_2 каншама жоқары болса (берилген T_1 де) соншама киши болады. T_1 температурасы болса сырткы орталықтың температурасы болып табылады ҳәм оны төменлетиўдиң мүмкиншилиги жоқ. Сонлықтан пайдасыз жұмсалған жыллылықтың муғдарын азайтыў ушын әмелде мүмкин боғанынша жоқары температураларда (T_2 де) ислеитугын двигателлерди ислеўге умтылады.

Ҳақыйқый жыллылық машиналарының пайдалы тәсир коэффициенти бул машиналарда қайтымсыз процесслердиң де орын алыўының ақыбетинде барлық ўақытта да η_{\max} нан киш. Двигателдиң характерлик жетилискенлигиниң характеристикасы болып оның идеал машинаға жакынлығы - η/η_{\max} болып табылады (ҳақыйқый машинаның пайдалы тәсир коэффициентиниң идеал машинаның пайдалы тәсир коэффициентине қатнасы, екеўинде де кыздырғыш пенен салқынлатқышлардың температуралары бирдей болыўы керек). Басқа сөз бенен айтқанда бул қатнас жыллылық машинасының исленген жұмысының двигатель толық қайтымлы ислеитугын болғандағы максималлық жұмысқа қатнасына тең.

§ 64. Қайтымсызлықтың тәбияты

Ақырғы есапта барлық жыллылық қозғалыслары денениң молекулалары менен атомларының механикалық қозғалысларына алып келинеди. Сонлықтан биринши рет қарағанда жыллылық процесслериниң қайтымсызлығы механикалық қозғалыслардың қайтымлылығына қайшы келетуғындай болып көринеди. Ал бул тек биринши рет қарағанда ғана көринетугын қарама-карсылық болып табылады.

Мейли қандай да бир денен екнши денениң бети бойынша сырғанайтуғын болсын. Сүйкелистиң тәсиринде бул қозғалыс кем-кемнен әстеленеди ҳәм акыр-аяғында система жыллылық тең салмақлығы ҳалына келеди, қозғалыс тоқтайды. Қозғалыўшы денениң кинетикалық энергиясы жыллылық энергиясына, яғный еки

денениң молекулаларының тәртіпсиз қозғалыстарының кинетикалық энергиясына айналады. Энергияның бұндай болып жыллылыққа айланыуы шексіз көп ұсыллар менен әмелге асыуы мүмкін: денениң тутасы менен қозғалысының кинетикалық энергиясы оғада көп санлы молекулалар арасында оғада көп ұсыллар менен бөлистириледі. Басқа сөз бенен айтқанда макроскопиялық қозғалыс орын алмайтуғын тең салмақтық халы тәртіпті қозғалыстың (денениң тутасы менен қозғалысының) кинетикалық энергиясы түрінде жыйналған халына салыстырғанда оғада көп санлы ұсыллар менен жүзеге келді.

Солай етип тең салмақты емес халдан тең салмақты халға өту аз санлы ұсыллар жәрдемінде пайда етилетуғын халдан салыстырмас дәрежеде көп санлы ұсыллар менен пайда етилетуғын халға өту болып табылады. Ең көп ұсыллар менен жүзеге келетуғын денениң (ямаса денелер системасының) ең итимал халының жыллылық тең салмақтығы халы екенлигі түсиникли. Сонлықтан қандайда бир ұақыт моментінде тең салмақтық халында тұрмаған өзи озине қойылған системаниң (яғный тұйық системаның) ұақыттың өтуі менен оғада көп ұсыллар менен жүзеге келетуғын халға, яғный тең салмақтыққа өтуі ең итимал болып табылады.

Ал, керисинше, тұйық система тең салмақтық халға келген болса, онда ұсы системаның өзінше бұл халдан шығыуының тималлылығы оғада аз болған болар еди.

Солай етип жыллылық процесслериниң қайтымсызлығы *итималлылық характерине* ийе. Анық айтқанда денениң тең салмақтық халдан өзінше тең салмақтық емес халға өтуі мүмкін емес деп айтпаймыз, ал тең салмақты емес халдан тең салмақтық халға өтуіне қарағанда салыстырмас дәрежеде итималлылығы аз деп есаплаймыз. Ақырғы есапта жыллылық процесслериниң қайтымсызлығы денелер тұратуғын молекулалардың санларының оғада көплигінде болып табылады.

Газдиң бослыққа кенейгениндегі тең салмақтық халдан ауысуы халқында түсиникке ийе бола аламыз. Мейли газ дәслеп дийұал менен теңдей екиге бөлінген ыдыстың бир бөлиминде жайласқан болсын. Дийұал алынғаннан кейин газ ыдыстың барлық көлеми бойынша тең өлшеули тарқалады. Ал ыдыстың бир бөлиминде газдиң өзінше қайтып өтуі хеш қашан әмелге аспайды. Буның себебин әпиұайы есаплау менен анықлауға болады. Газдиң хәр бир молекуласы өзиниң қозғалысында орташа ыдыстың еки бөлиминде де бирдей ұақыт ишинде болады. Соның ұшын молекуланы ыдыстың хәр бөлиминде табыудың итималлылығы $\frac{1}{2}$ ге тең. Егер газди идеал газ деп есапласақ. Онда оның молекулалары бир биринен ғарезсиз. Соның ұшын берилген еки молекуланы ыдыстың бир бөлиминде табыудың итималлылығы $\frac{1}{2} * \frac{1}{2} = 1/2^2$, ал газдиң N дана молекуласын ыдыстың бир бөлиминде табыудың итималлылығы 2^{-N} ге тең болады. Солай етип, мысалы, 10^{20} молекуласы бар газдиң көп емес муғдары ұшын итималлылық оғада киши санға тең $2^{-10^{20}} \approx 10^{-3 * 10^{19}}$. Басқа сөзлер менен айтқанда бұндай қубылысты $10^{-3 * 10^{19}}$ саны менен аңлатылатуғын секунд ямаса жыл (бұл санға салыстырғанда жыл менен секундтың хеш бир айырмасы жоқ, себеби ол ұақыт Жердиң пайда болған берли ұақыттан салыстырмас дәрежеде үлкен) ишинде бир рет бақлау мүмкін.

$10^{-3 \cdot 10^{19}}$ ға тең тап ұсындай оғада киши сан менен температурасы 0°C болған денеден температурасы 1°C болған денеге 1 эрг ке тең жыллылықтың өтиіуі де сәулелендириледі.

Келтирилген мысаллардан жыллылық процессинің өзинен өзи бағытын сезилерликтей өзгертиіуинің абстрактлық характерге иіе екенлиги көринип тұр; оның итималлылығы оғада киши. Сонлықтан жыллылық процесслеринің қайтымлы емеслиги принципиаллық мағанаға иіе деп есаплауға болады.

Бирақ (бәри бир) қайтымлы емесликтің итималлылық тәбиятыны мынадан ибарат: тәбиятта жүдә аз хәм қысқа ўақытлар ишинде тең салмақлылықтан өзінше аўысыўлар бәри бир бақланып турады. Бундай аўысыўларды *флуктуациялар* деп атайды. Флуктуациялардың ақыбетинен денениң тең салмақлықта тұрған үлкен емес участкаларында тығызлық пенен температура дәл турақлы мәниске иіе болып қалмай, базы бир шама әтирапында (киши болса да) тербелiske ушырайды. Мысалы өжире температурасында тұрған 1 миллиграмм суўдың температурасы шама менен 10^{-8} градусқа тербеледи. Соның менен бирге флуктуациялар үлкен орын ийелейтуғын қубылыслар бар.

§ 65. Энтропия

Денениң баска халға өтиўге умтылыўын тәрийиплейтуғын жыллылық халының санлық характеристикасы болып усы хал жүзеге келетуғын микроскопиялық усыллардың саны болып табылады. Бул сан халдың *статистикалық салмағы* деп аталады. Олны Γ хәрипи жәредминде белгилеймиз. Өз өзине қойылған дене статистикалық салмағы үлкен болған халға өтиўге умтылады.

Бирақ Γ санының орнына усы санның логарифмин k ға көбеймесин қолланыў қабыл етилген. Усындай жоллар менен анықланған

$$S = k \ln \Gamma$$

шамасын денениң *энтропиясы* деп атаймыз.

Мысалы, еки денеден туратуғын системаны пайда етиўдин усылларының саны усы денелердин хәр бирин пайда етиўши усыллар Γ_1 менен Γ_2 лердин көбеймесине тең: $\Gamma = \Gamma_1 \Gamma_2$. Сонлықтан

$$S = k \ln \Gamma = k \ln \Gamma_1 + k \ln \Gamma_2 = S_1 + S_2.$$

Биз бул жерде курамалы системасының энтропиясының оның бөлеклеринің энтропияларының қосындысына тең екенлигин көремиз.

Жыллылық процесслеринің бағытын анықлаўшы ыызамды *энтропияның өсиў ыызамы* деп айтыў мүмкин: жабық системада жүретуғын барлық жыллылық процесслеринде энтропия өседі; энтропияның максималлык мүмкин болған мәниси жыллылық тең салмақлығында алынады. Бул тастыйықлаў *термодинамиканың екинши ыызамының* ең дәл айтылыўы болып табылады. Бун ыызам Клаузиус тәрөпинен ашылды, ал оның молекулалық-кинетикалык талқыланыўы Больцман тәрөпинен берилди.

Кери түрде былайынша айта аламыз: жабық системаның энтропиясының өсиіуі менен жүретуғын қалеген процесс қайтымсыз процесс болып табылады, энтропия өскен сайын қайтымсызлық дәрежеси де өседі. Толық қайтымлы процесстин

идеаллық мысалына жабық системаның энтропиясының өзгермей қалыуы сәйкес келеді.

Денениң жыллылық қалының "пайда етиудің микроскопиялық саны" дегеннің дәл мәнісі *статистикалық физикада* беріледі. Сол жерде ғана хәр қыйлы денелердің энтропиясын есаплауға хәм оның басқа да жыллылық шамалары менен байланысын анықлауға мүмкіншилик тууылады.

Тереңірек теориялық таллау энтропия түсинигин термодинамикалық жақтан қолланыу үшін қатнастарды дүзіуге мүмкіншилик береді. Бул қатнас денениң шамасының шексиз киши қайтымлы өзгерисінде денениң энтропиясының өзгериси dS шамасын ұсы процессте алынған жыллылық муғдары dQ менен байланыстырыуға мүмкіншилик береді (бул жағдайда гәп жабық емес система хәкқында айтылады, сонлықтан процесстиң қайтымлылығы энтропияның турақлылығын талап етпейді!). Гәп етилип атырған қатнас $dS=dQ/T$ түрінде болады (T аркалы денениң температурасы белгиленген).

dS пенен dQ арасындағы байланыстың бар екенлиги тәбийий. Денеге жыллылық беріу оның атомларының жыллылық қозғалыстарының қушейіуіне, яғный хәр қыйлы микроскопиялық қозғалыстар халлары бойынша бөлистириудің хаотиклигиниң өсиуіне алып келеді. Бул статистикалық салмақтың өсиуін тәмийинлейді. Буннан басқа берілген жыллылық муғдарының денениң жыллылық қалының өзгерисине тәсири ұсы муғдардың денениң толық ишки энергиясына қатанасы менен характерленеді. Сонлықтан оның температурасының өсиуі менен кемейеді.

Дара жағдайда $dQ=TdS$ қатнасы 63-параграфта келтирилген Карно циклинің пайдалы тәсир коэффициенті үшін алынған аңлатпаға алып келеді. Биз бул процессте үш денениң қатнасуатынлығын көрдик: қыздырғыш, салқынлатқыш хәм жұмыс ислеуши дене. Жұмыс ислеуши дене циклдың нәтийжесінде өзиниң дәслепки қалындай халға хәм сонлықтан сонлықтан оның энтропиясы да өзиниң дәслерпки шамасына қайтып келеді. Процесстиң қайтымлылық шәрти (баска сөзлер менен айтқанда системаның толық энтропиясының өзгермеуіне қойылған талап) бул жағдайда қыздырғыштың энтропиясы S_1 менен салқынлатқыштың энтропиясыны S_2 ниң энтропияларының қосындысының өзгермеслигине келип тиреледі. Мейли цикл барысында салқынлатқыш базы бир киши ΔQ_1 жыллылығын алатуғын, ал қыздырғыш ΔQ_2 жыллығын беретуғын болсын. Онда

Буннан

$$\Delta Q_1 = \frac{T_1}{T_2} \Delta Q_2.$$

Бир циклдеги жұмыс $A = \Delta Q_2 - \Delta Q_1$. Сонлықтан

$$\eta = \frac{A}{\Delta Q_2} = 1 - \frac{T_1}{T_2}.$$

IX БАП

ФАЗАЛЫҚ ӨТИЙЛЕР

§ 66. Фазалық өтиүйлер

Сұйықтың пұланыуы ямаса қатты денениң ериуі физикада *фазалық өтиулер* деп аталатуғын процесслердің категориясына киреди. Бул процесслердің характерли айрықшалығының бири олардың секирмелилигинде. Мысалы муз қыздырылғанда оның жыллылық халы кем-кемнен өзгереди, ал температура 0°C ға көтерилгенде муз бирден қәсийетлери пүткиллей басқаша болған сұуға айлана баслайды.

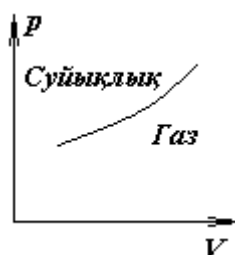
Арасында фазалық өтиу орын алатуғын затлардың халлары оның *фазалары* деп аталады. Бундай мәнисте затлардың агрегат (газ тәризли, сұйық хәм қатты) халлары хәр қыйлы фазалар болып табылады. Бирақ фаза түсиниги агрегат хал түсинигине салыстырғанда кеңирек, биз бир агрегат халдың өзінде хәр қыйлы фазалардың бар бола алатуғынлығын көремиз.

Заттың сұйық фазадан басқа айрықша фазасы болған қатты хал хәққында айтқанымызда бизиң қатты кристаллық халды нәзерде тутатуғынымызды атап өткенимиз зәрүрли. Қыздырғанда аморф қатты дене әсте ақырынлық пенен жумсарып секириүсиз сұйық халға өтеди (бул хәққында 52-параграфта айтылды). Сонлықтан аморф хал заттың айрықша фазасы болып табылмайды. Мысалы қатты хәм сұйық шийше хәр қыйлы фазалар болып табылмайды.

Берилген басымда бир фазаның екинши фазаға өтиуі барлық ўақытлары белгили бир температурада жүреди. Мысалы атмосфералық басымда муз 0°C температурада ерий баслайды хәм қыздырыўды даўам еткенде толық ерип болғанша температурасы өзгермей калады. Усы процесстин даўамында муз бенен сұу бир бирине тийип биргеликте жасайды.

Бул жерде фазалық өтиу температурасының басқа аспекти көринеди: бул еки фаза жыллылық тең салмақлығында туратуғын температура болып табылады. Сыртқы тәсирлер болмаса (соның ишинде жыллылықтың берилиуі де орын алмаса) ұсы температурада еки фаза шексиз көп ўақыт биргеликте жасайды. Ал фазалық өтиу температурасынан (өтиу ноқатынан) киши ямаса жоқары температураларда тек бир фаза (фазалардың екеўиниң бири) бар болады. Мысалы 0°C дан төменги температураларда хәм әдеттеги атмосфералық басымларда тек музға, ал 0°C дан жоқары температураларда тек сұуға ийе боламыз.

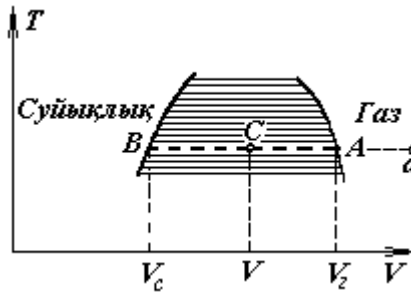
Басым өзгерсе фазалық өтиу температурасы да өзгереди. Басқа сөзлер менен айтқанда фазалық өтиу тек заттың басымы менен температурасы арасында қатаң ғәрезлилик бар болғанда ғана орын алады. Бул ғәрезлиликте координата көшерлерине p менен V қойылған *фазалық диаграммада* (ямаса *халлар диаграммасында*) графикалық иймеклик түринде сұўретлеу мүмкин.



1-сұўрет.

Анықлық ұшын сұйықтың пенен оның пұуы арасындағы фазалық өтиу хәққында айтамыз. Бул жағдайда фазалық өтиу иймеклиги (ұсы мысал қаралғанда *пұўланыу*

иймеклиги деп те аталады) сұйықтық пенен оның пұйының қандай жағдайларда тең салмақтықта тұратуғынлығының шәртлерин анықлайды. Иймеклик тегисликти еки бөлімге бөледі: оның биреуі бир фазаның халына, екіншиси екінши фазаның халына сәйкес келеді (1-сұйрет). Бұл жағдайда берілген басымға хәм жоқарырақ температураларға пұй, ал төменирек температураларға сұйықтық сәйкес келгенликтен иймектиктің оң тәрәпиндеги областқа газ тәрізли, ал оң тәрәпиндеги областқа сұйық фаза сәйкес келеді. Ал иймектиктің үстінде жатқан ноқатлар еки фаза бир ұақытта жасайтуғын халларға сәйкес келеді.



2-сұйрет.

Фазалық диаграмманы тек p, T тегислигинде емес, ал p, V ямаса T, V координаталарында да дүзиі мүмкин. Бұл жерде V арқалы заттың қандай да бир мұғдарына сәйкес келиіши көлем белгиленген. Мысалы V арқалы салыстырмалы көлем, яғнай заттың бир граммының көлеми белгиленген болыуы мүмкин (бундай жағдайда $1/V$ заттың тығызлығы болып табылады).

Енди V, T тегислигиндеги фазалық диаграмманы қараймыз. Мейли бизде 2-сұйреттегі a ноқатына сәйкес келиіши температураға хәм салыстырмалы көлемге ийе газ бар болсын. Егер газди өзгермейтуғын температурада қыссақ, онда газдиң халын сәулелендиретуғын ноқат V көшерине параллель бағытта оңға қарай қозғалады. V_2 салыстырмалы көлемине сәйкес келетуғын басымда (А ноқаты) газдиң сұйықтығына конденсациясы басланады. Системаны қысыуды даұам еткенде сұйықтықтың мұғдары көбейеди, ал газдиң мұғдары кемейеди. Ал анық бир В ноқатына жеткенде барлық зат салыстырмалы көлеми V_c болған сұйықтыққа айланады.

Бир биринен алынатуғын сұйықтық пенен газдиң салыстырмалы көлемлери (V_2 хәм V_c) фазалық өтиі жүретуғын температураның функциялары болып табылады. Бұл еки функцияны сәйкес иймекликлер жәрдемінде сұйретлеп биз 2-сұйретте көрсетілген түрдеги фазалық диаграмманы аламыз. Диаграммадағы штрихланған областтың оң хәм шеп тәрәплери газ тәрізли хәм сұйық фазаларға сәйкес келеді. Еки иймекликтиң ортасындағы штрихланған область еки фаза бир ұақытта жасайтуғын область болып табылады. Диаграмманың бұл бөлімінің горизонталлық штрихланыуы анық мәниске ийе: базы бир С ноқаты арқалы өткерилген горизонт бағытындағы туұрының сол иймекликлер менен кесилисіу ноқатлары А менен В усы ноқатқа сәйкес келиіши сұйықтық пенен пұйдың салыстырмалы көлемлерин анықлайды.

АВ кесиндисинің хәр қыйлы ноқатлары хәр қыйлы салыстырмалы мұғдарлардағы бир сұйықтық пенен бир пұйдың тең салмақтығына сайкес келеді. Базы бир С ноқатындағы пұй менен сұйықтықтың салыстырмалы мұғдарын x хәм 1-

х арқалы белгилейік. Бұндай жағдайда системаның ұлыұмалық көлеми мынаған тең (1-ға қатнасы):

$$V = xV_r + (1-x)V_c.$$

Бұннан

$$x = \frac{V - V_c}{V_r - V_c}, \quad 1 - x = \frac{V_2 - V}{V_2 - V_c},$$

Бұл шамалардың қатнасы

$$\frac{x}{1-x} = \frac{V - V_c}{V_2 - V} = \frac{BC}{AC}.$$

Биз бұл жерде пұй менен сұйықтықтың мұғдарының С ноқатынан пұй менен сұйықтыққа сәйкес келіуші А хәм В ноқатларына шакемги аралықларға кері пропорционал екенлигин көреміз (бұл қатнас *рычаг қадеси* деп аталады).

Егер координата көшерине температура емес, ал басым қойылған диаграммаларда да жоқарыда тәрийипленгендей жағдайға ийе боламыз. Биз бұл диаграмманың р,Т көшерлерінде дүзилген диаграммаға ұқсас емес екенлигин көреміз. Бұрынғы р,Т диаграммасында бир сызыққа қысылған еки фазаның қатламласыу областы V,Т ямаса V,р диаграммасында пүтин областқа айланады. Бұның келип шығыуы мынаған байланыслы: жыллылық тең салмақтығы шәрти бойынша тең салмақтықта тұрған фазалар бирдей температура менен басымға ийе болады, ал бұл фазалардың салыстырмалы көлемлери хәр қыйлы.

Енди базы бир затлардың атмосфера басымындағы ерийу менен қайнауы ұшын кесте келтиреміз:

	Ерийу ноқаты, °С.	Қайнау ноқаты, °С.
Гелий (He ³ изотопы)	-	-270,0 (3,2 К)
Гелий (He ⁴ изотопы)	-	-268,9 (4,2 К)
Водород	-259,2 (14 К)	-252,8 (20,4 К)
Кислород	-219	-183
Этил спирти	-117	78,5
Этил эфири	-116	34,5
Сынап	-38,9	356,6
Қорғасын	327	1750
Алюминий	660	2330
NaCl	804	1413
Гүмис	961	2193
Мыс	1083	2582
Темир	1535	2800
Кварц	1728	2230
Платина	1769	4000
Вольфрам	3380	6000

Тәбияттағы бар затлардың ишинде гелий ең төменги температурада сұйықтыққа айланады (гелийдің қатты халға өтйуі хәкқында 72-параграфта айтылады). Химиялық элементлердің ишинде вольфрам ең үлкен ерийу хәм қайнау температураларына ийе.

§ 67. Клапейрон-Клаузиус формуласы

Заттың бир фазасының екінші фазаға өтіуі барлық уақытта да bazı бир мұғдардағы жыллылықтың жутылуы ямаса шығарылуы менен әмелге асады. Бундай жыллылық мұғдарын *жасырын жыллылық* ямаса *өтиу жыллылығы* деп атайды. Сұйықтық газ халына өткенде пұй пайда болыудың жыллылығы, ал қатты дене сұйық халға өткенде ериу жыллылығы қаққында айтады.

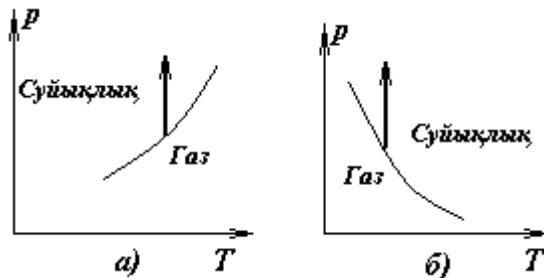
Фазалық өтиу тұрақты басымда жүретуғын болғанлықтан 1-фазаның 2-фазаға өтиу жыллылығы q_{12} заттың ұсы фазалардығы жыллылық функцияларының айырмасына тең (56-параграфты қараңыз):

$$q_{12} = W_2 - W_1.$$

$q_{12} = -q_{21}$ екенлиги өз-өзинен түсиникли, яғнай bazı бир фазалық өтиуде жыллылық жутылатуғын болса, онда кери өтиу жыллылықты бөлип шығаруы менен жүреді.

Ериуде ямаса пұланыуда жыллылық жутылады. Бул ұлыұмалық қәдениң дара жағдайы болып табылады (бул қәде бойынша қыздырылғанда болатуғын фазалық өтиу жыллылықтың жутылуы менен жүзеге келді). Өз гезегинде бул қағыйда Ле Шаталье принципиниң нәтижеси болып табылады: қыздыру жыллылықтың жутылуы процессиниң жүзеге келиуине алып келеді хәм ұсының менен сыртқы тәсирге қарсылық жасалады.

Сол принципитиң жәрдемінде фазалық өтиуде бақланатуғын көлемниң өзгериси менен p, T тегислигиндеги фазалық тең салмақтық иймеклигиниң бағытын байланыстыруы мүмкин.



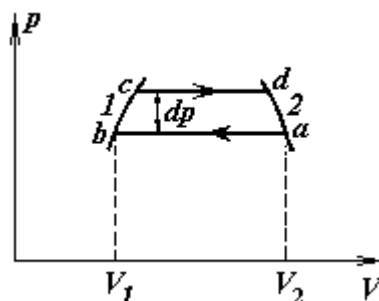
3-сұурет.

Мысал ретінде сұйықтық пенен пұдан тұратуғын тең салмақты систманы аламыз хәм бул системаны қысамыз. Сонлықтан оның басымы артады. Бундай жағдайда системанын көлемин киширейтетуғын хәм соның салдарынан басымның тәсирин әззилетиуши процеслер жүреді. Бунның ұшын пұдың конденсацияланыуы керек. Себеби пұдың сұйықтыққа айланыуы барлық уақытта көлемниң киширейиуине алып келеді. Сонлықтан тең салмақтық иймектигинен жоқары қарай жылжысақ бизиң сұйық фаза областына кириуимиз керек (3-сұурет). Екинши тәрептен бул жағдайда сұйықтық "төменги температуралы фаза" болып табылады (яғнай төменирек температураларда жасайтуғын фаза). Ұсылардың барлығын есапқа алсақ сұйықтық пенен газдиң тең салмақтық иймеклиги 3-б сұуреттегидей емес, ал 3-а сұуретте көрсетилгендей болыуы керек деп жуұмақ шығарамыз: басым өскен сайын өтиу температурасының жоқарылауы керек.

"Жоқары температуралы фазаға" өткенде көлем ұлкейетуғын барлық жағдайларда температураның басымнан жоқарыда келтирилгендей ғәрезилигиниң бақланыуының кереклиги өзинен өзи түсиникли. Көпшилик

жағдайларда еригенде заттың көлемі үлкейеді, сондықтан басымның үлкейіуі менен ериу нөқаты да әдетте жоқарылайды. Бирақ бираз затларда ериу көлемнің киширейіуі менен де жүреді (муз, шойын, висмут). Бул затларда басым үлкейгенде ериу нөқаты төменлейді.

Усы сапалық нәтижелердің барлығы да фазалық тең салмақтық иймеклигинің қыялығын өтиу жыллылығы хәм өткендегі көлемнің өзгеріуі менен байланыстыратуғын формулада өзинің санлық аңлатпасын табады.



4-сүүрет.

Бул формуланы келтирип шығаруу үшін заттың базы бир муғдары менен жүдә тар Карно цикли әмегле асырылатуғын болсын. Бул циклдегі изотермалық процессте базы бир p басымында алынған зат 2-фазадан 1-фазаға өтсин. Ал 1-фазадан 2-фазаға кери өтиу $p+dp$ басымында жүзеге келтирилсин. Бул өтиулер p, V диаграммасында (4-сүүрет) ab хәм cd кесиндилери менен сүүретленеди. Ал bc хәм da қаптал тәреплерине келетуғын болсақ, онда усы кесиндилердің орнына адиабаталарды алыу керек болады. Бирақ шексиз киши цикл шеклерінде бул айырма есапқа алғандай үлкен емес, ол айырма бизди қызықтыратуғын цикл майданы $(V_2 - V_1)dp$ ға тәсир жасамайды (яғный орынланған айланбалы процесстеги жұмыста). Екинши тәрептен бул жұмыстың шамасы cd изотермасында жұмсалған жыллылық муғдары q_{12} менен Карно циклинің пайдалы тәсир коэффициентинің көбеймесине тең. Q_{12} ниң шамасы 1-фазадан 2-фазаға өтиу жыллылығы, ал п.т.к. dT/T қатнасына тең (dT еки изотермадағы температуралар айырмасы). Сонлықтан

$$(V_2 - V_1)dp = q_{12}dT/T.$$

Буннан

$$\frac{dp}{dT} = \frac{q_{12}}{T(V_2 - V_1)}.$$

Бул фазалық тең салмақтық иймеклиги $p=p(T)$ ның қыялығын анықлайтуғын формула *Клапейрон-Клаузиус формуласы* деп аталады. Оны былайынша да жазыуға болады:

$$\frac{dT}{dp} = \frac{T(V_2 - V_1)}{q_{12}}.$$

Бул жерде өтиу температурасы басымның функциясы сыпатында берилген. Бул формулалардығы V_1 менен V_2 еки фазаның көлемлери хәм q_{12} жыллылығы бир заттың тек бирдей муғдарына тийисли (мысалы 1 г затқа ямаса бир грамм-молекулаға).

Жоқарыдағы формуладағы dp/dT түүындысының көлемлер айырмасы $(V_2 - V_1)$ ге кери пропорционал екенлигин көремиз. Пуўланыуда көлемнің өзгериси үлкен, ал ериуде киши болғанлықтан ериу иймеклиги пуўланыу иймеклигине салыстырғанда тик болып келеди. Мысалы сүүдың қайнау нөқатын 1° қа төменлетіу үшін басымды

27 мм сын.бағ. басымындай басымға киширейтiу жеткиликли, ал мұздың ериу температурасын 1^0 қа төменлетiуi үшін басымды 130 атм ға үлкейтiу керек.

§ 68. Пуўланыу

Өзиниң суйықлығы менен тең салмақлықта тұрған пуў *тойынған пуў* деп аталады. Ал оның басымы ҳаққында *тойынған пуўдың серпимлилигин* гәп етеди. Суйықлық-пуўдың тең салмақлық иймеклигин (1-сүүрет) бул серпимлиликтиң температураға ғәрезлилиги сыпатында қарау мүмкин.

Тойынған пуўдың серпимлилиги температураның өсиуи менен барлық ўақытта да артады. Биз жоқарыда ғәрезлиликтиң бундай характериниң пуўланыуда заттың көлеминиң үлкейиуине байланыслы екенлигин көрдик. Әдетте бундай үлкейиу жүдә сезилерликтей болады. Мысалы 100^0C дағы суў пуўының көлеми суўдың көлеминен 1600 есе үлкен, -183^0C да суйық кислород қайнағанда оның көлеми шама менен 300 есе үлкейеди.

Жеткиликли төмен температураларда тойынған пуўдың тығызлығы соншама кемейеди, ол идеал газдиң қәсийетлерине ийе болады. Бундай шараятларда пуўдың серпимлилигиниң температураға ғәрезлилиги үшін әпиўайы формула алыуға болады. Буның үшін Клапейрон-Клаузиус формуласынан пайдаланамыз:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{q}{T(V_g - V_c)}.$$

Бул жерде V_g менен V_c пуў менен суйықлықтың моллик көлемлери, q арқалы пуўланыу жыллылығы белгиленген. V_g ның шамасы V_c ның шамасынан жүдә үлкен болғанлықтан кейингисин есәпка алмай кетиуе де болады. Газдиң бир грамм-молекуласының көлеми $V_g = RT/p$. Сонлықтан

$$\frac{dp}{dT} = \frac{pq}{RT^2} \text{ ямаса } \frac{1}{p} \frac{dp}{dT} = \frac{d \ln p}{dT} = \frac{q}{RT^2}.$$

Пуўланыу жыллылығының өзи де температураға ғәрезли болса да әдеуір үлкен температуралар интервалларында оны әмелий жақтан тұрақлы деп есәплайға болады (мысалы суўдың пуўланыу жыллылығы 0^0 тан 100^0 қа шекемги интервалда тек 10% ке ғана өзгереді). Бундай жағдайда алынған формуланы мына түрде қайтадан жазыуға болады:

$$\frac{d \ln p}{dT} = - \frac{d}{dt} \left(\frac{q}{RT} \right).$$

Буннан

$$\ln p = \text{const} - \frac{q}{RT}$$

хәм ең ақырында

$$p = ce^{-\frac{q}{RT}}.$$

Бул жерде c арқалы туралы коэффициент белгиленген. Бул формула бойынша тойынған пуўдың серпимлилиги температураға байланыслы (экспоненциал нызам бойынша) тез өзгереді.

Бундай экспоненциаллық ғәрезлиликтиң пайда болыу себебин көргизбели түрде былайынша түсиндириуе болады. Суйықлық молекулалары бир бири менен күши арқалы байланысқан. Бул күшлерди жеңиу хәм қандай да бир молекуланы пуўға өткериу үшін белгили бир жұмыстың ислениуи керек. Молекуланың

сұйықтықтағы потенциал энергиясын газдегі потенциал энергиясынан бір молекулаға сәйкес келіуіші пұланыу жыллылығына кем деп айтыуға болады. Егер q арқалы пұланыудың моллик жыллылығы белгиленген болса, онда потенциал энергиялардың айырмасы q/N_0 ге тең (N_0 арқалы Авагадро саны белгиленген).

Биз енди Больцман формуласынан пайдалана аламыз (54-параграф) хәм оның тийкарында молекуланың потенциал энергиясының q/N_0 шамасына үлкейіуи газдің тығызлығының сұйықтықтың тығызлығына салыстырғанда

$$e^{-q/N_0 kT} = e^{-q/RT}$$

қатнасындай болады деп айта аламыз. Усы аңлатпаға пұдың басымы да пропорционал болады.

Атмосфералық басымлардағы базы бір затлардың пұланыу жыллылығы менен ериу жыллылықтарының мәнислерин келтиремиз:

	$q_{\text{пұланыу}}$	$q_{\text{ериу}}$
Гелий	80	-
Суу	40500	5980
Кислород	6800	442
Этил спирти	39000	4800
Этил эфири	59000	7500
Сынап	28000	2350

[Пұланыу жыллылығы бойынша (критикалық ноқаттан алыста, 69-параграфты қараңыз) молекулалар арасындағы Ван-дер-Ваальс тәсирлесіу күшинің шамасын анықлаудың мүмкин екенлигин атап өтемиз. 39-параграфта айтылғандай усы күшлер затлардың конденсациясына алып келеди. Сонлықтан $q_{\text{ериу}}$ ди Авагадро санына бөлип (яғный бір молекулаға сәйкес келіуіші пұлыныу жыллылығын анықлап) Ван-дер-Ваальс тәсилесіуінің иймеклигиндеги минимумның тереңлигин анықлаймыз. Усындай жоллар менен гелий ушын шама менен жүзден бір электрон-вольт, ал кестеде келтирилген басқа сұйықтықлар ушын бирден онлаған электрон-вольтке шекемги мәнислерди аламыз].

Әдеттеги шараятларда сұйықтықтың үстинде өзинің пұы менен бир катарда басқа газ – хауа да бар болады. Бул жағдай фазалық тең салмақтыққа аз тәсирин жасайды: пұдың парциалық басымы сұйықтық температурасындағы тойынған пұдың серпимлигине тең болғанға шекем пұланыу дауам етеди.

Бирақ атмосфера пұланыу процессинің барысына үлкен тәсир етеди. Берилген температурадағы сұйықтықтың басымынан тойынған пұының серпимлигинің кишилигине ямаса үлкенлигине ғәрезли бул процесстин картинасы пүткиллей хәр қыйлы болады.

Биринши жағдайда сұйықтықтың бети арқалы әсте-ақырынлық пенен пұланыуы орын алады. Беттиң тиккелей үстинде пұдың парциаллық басымы дерлик бирден тойынған пұдың басымына тең болады. Бирақ бул тойынған пұ тек әсте-ақырынлық пенен (диффузия жолы менен) қоршаған орталыққа тарайды хәм ол хауа менен араласып кеткеннен кейин ғана сұйықтықтың жаңа порциялары пұланады. Сұйықтықтың бетіндеги пұды жасалма түрде үрлегенде пұланыу тезлигинің артыуы тәбийий нәрсе.

Тойынған пұудың серпимлилиги қоршаған орталықтың басымына тең болғанда (ямаса қоршаған орталықтың басымынан үлкенірек бола басласа) процесстиң характери өзгереді – сұйықтың тез қайнауы басланады. Қайнау бетте газ көбиклеринің бүрқып пайда болуы менен характерленеді. Бұл көбиклер сұйықтың ишінде пайда болып, сұйықты араластырып көтеріледі. Усындай жағдайда сұйықтың еркін бетинен қоршаған атмосфераға пұу көтеріледі.

Кейинірек түсіндірілетуғын себеплерге байланысly улыўма айтқанда сұйықтың пұўға айланыуы таза сұйықтың түбинде (ямаса тереңде) пұу көбикшелеринің өзинен өзи пайда болуы менен жүрмейді. Ыдыстың дийўалларында бұрыннан-ақ бар ямаса қызғанда сұйықтан кысып шығарылуының нәтийжесинде пайда болатуғын басқа газлердің көбикшелери (ямаса сұйықта жүзип жүрген) газ тәризли фазаның пайда болуы орайлары болып табылады. Қайнау ноқатынан төменги температураларда (қайнау температурасында тойынған пұудың серпимлилиги сыртқы басымға тең болады) қоршаған сұйықтың басымы бұл көбикшелердің үлкейіуине кесент жасайды.

Сұйық алдын-ала ықшамлы етип тазартылғанда ямаса сұйықтың курамындағы басқа газлер жоқ қылынғанда *пұу пайда болуы орайлары* әмелий жақтан жоқ қалға келемиз. Бұл сұйықтың *аса кызыуына* алып келеді (бундай жағдайда сұйық қайнау температурасынан жоқары температураларда да сұйық болып қалады). Аса кызуды болдырмау ушын сұйық қуылған ыдысқа алдын-ала пұу пайда болуының орайланын киргизеді (тесикшелери бар денелер, шийше капиллярлардың кесиндилери ҳ.т.б.)

Аса қыздырылған сұйық (яғный берилген температурада пұўға айланып кетиуи керек болған сұйық) *метастабиллик қаллар* деп аталатуғын қалларға мысал болады. Бұл тұрақлығы шекли болған қал болып табылады. Абайлап шараятлар дәретилгенде белгили бир ўакытлар даўамында сақланатуғын болса да, бундай қаллардың тең салмақлығы аңсат бұзылады ҳәм зат басқа тұрақлы болған қалға өтеді. Мысалы аса қыздырылған сұйық оған пұу пайда болуы орайлары киритилгенде бир заматта қайнап болады.

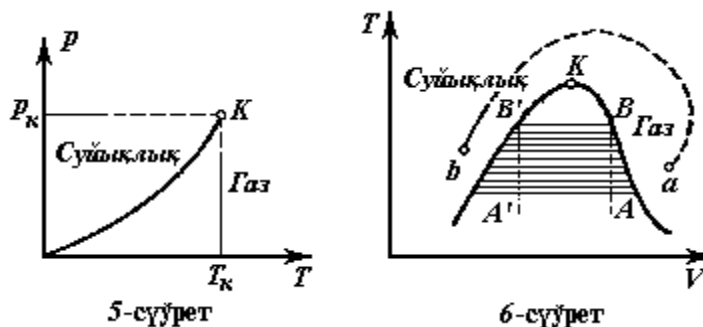
Тап сол сыяқлы қубылыслар кери процесс болған пұудың кондесациясында да бақланады. Бұл жерде де фазалық өтиўдің жүриуи ушын (пұўға тийип тұрған сұйық болмаған жағдайларда) пұуда *кенденсацияланыу орайларының* бар болуы талап етиледі. Бундай орайлар орнын сырттан ендирилген ҳәр қыйлы майда киритпелер ийелейди (бұл ҳаққында 99-параграфта толығырақ гәп етиледі). Усыған байланысly пұудың *аса салқынлатылған* қалы жүзеге келеді (ямаса аса тойынған пұу деп те атайды). Аса салқынлатылған қалда басым берилген температурадағы тойынған пұудың серпимлилигинен үлкен болады. Бундай қалды, мысалы, оғада жақсылап тазаланған пұуды адиабаталық кеңейтиўде алыу мүмкин.

§ 69. Критикалық ноқат

Температура жақарылаған сайын тойынған пұудың серпимлилиги тез өседі. Соның менен бирге пұудың тығызлығы да артады ҳәм сұйықтың тығызлығына жақынласады. Базы бир температурада пұудың тығызлығы сұйықтың

тағызлығындай болады хәм пұй менен сұйықтың арасындағы айырма жоғалады. Басқа сөз бенен айтқанда p, T диаграммасындағы сұйықтың пенен газдың таң салмақтық иймеклиги тамам болады (5-сұйреттегі K нокаты). Бундай нокат *критикалық нокат* деп аталады. Критикалық нокаттың координаталары заттың *критикалық температурасы* T_k менен *критикалық басымы* p_k ны анықлайды.

V, T диаграммада (хәм соған сәйкес V, p диаграммада) критикалық нокатка жакынлау температура жоқарылағанда сұйықтың пенен пұйдың салыстырмалы көлемлеринің бир бирине жақынласыуында көринеди (яғный 2-сұйреттегі штрихланған областты шеклейтуғын еки иймекликтің бир бирине жакынласыуы). $T = T_k$ нокатында еки иймеклик бир бири менен қосылады. Соның нәтижесинде K нокатында максимумға ийе болған тек бир үзликсиз иймекликке ийе боламыз (6-сұйрет). Бул нокат сол критикалық нокат болып табылады: оның координаталары критикалық температура T_k менен критикалық салыстырмалы көлем V_k болып табылады.



Сұйықтың пенен газдың қасиетлеринің жакынласыуы менен олар арасындағы q өтiу жыллылығы да киширейеди. Критикалық нокатта өтiу жыллылығы нолге айланады.

Критикалық нокаттың бар екенлиги заттың сұйық хәм газ тәризли халлары арасындағы принципаллық айырмашылықтың жоқ екенлигин анық көрсетеди. Хәқыйқатында да биз қарап атырған жағдайдағы өзлеринің тығызлықтары менен күшли айрылатуғын еки халдың (6-сұйреттегі a хәм b халлары) тығызлығы жоқарысын сұйық, ал тығызлығы кемин газ тәризли хал деп есаплаймыз. Турақлы температурада еки фазалық област арқалы өтпей-ақ a газин қысып b сұйықтығына айландыра аламыз. Бирақ a менен b халлары арасындағы өтiуди басқаша да әмелге асыра аламыз: көлемди киширейтiу менен бирге дәслеп температураны көтеремиз, кейин түсиремиз, ұсындай жоллар менен V, T тегислигинде критикалық нокатты жоқарыдан айланып өтiуши жол менен жүремиз (6-сұйретте бул жол пунктир менен белгиленген). Бундай жағдайда халдың секирип өзгериси орын алмайды, зат барлық ўақытта да бир текли болып калады хәм биз заттың газ халынан сұйық халына қашан өткенлигин айта алмаймыз.

V, T тегисликтеги диаграммадан ишинде базы бир мұғдардағы сұйықтың хәм оның үстинде оның пұйы бар жабық ыдыста (мысалы дәнекерленген найда) нениң бақланатуғынлығын аңсат табыўға болады. Заттың толық көлеми турақлы болғанлықтан биз V, T тегислигиндеги вертикал сызық бойынша жоқарыға қарай қозғаламыз. Егер найдың көлеми (заттың берилген мұғдарына сәйкес келиўши) критикалық көлемнен үлкен болатуғын болса бул тўўры (сызық) критикалық нокаттың оң тәрeпинде жайласады (6-сұйреттегі AB), қыздырыў барысында пұўға

айланып болман дегенше (В ноқатында) сұйықтықтың мұғдары кемедей. Бұндай жағдайда сұйықтық пенен пұдың арасындағы шегара найдың төменгі шетінде жоғалады. Ал найдың көлемі критикалық көлемнен кіші болса (А' ноқаты) қыздырып дағам етилгенде сұйықтыққа айланып болғанша (В' ноқатында) пұдың конденсацияланады. Бұндай жағдайда сұйықтық пенен пұдың арасындағы шегара найдың ең жоғарғы бөлімінде жоғалады. Найдың көлемі критикалық көлемге тең болған жағдайда шегара найдың ішінде жоғалады, бұл жоғалып критикалық температура T_k де орын алады.

Бір қатар заттар үшін абсолют критикалық температуралар T_k , басымдар p_k және тығыздықтар ρ_k лердің мәнісін береміз:

Зат	T_k, K	$p_k, атм$	$\rho_k, г/см^3$
Су	647,2	218,5	0,324
Спирт	516,6	63,1	0,28
Эфир	467,0	35,5	0,26
Углекислый газ, CO_2 .	304,2	73,0	0,46
Кислород	154,4	49,7	0,43
Водород	33,2	12,8	0,031
Гелий (изотоп He^4)	5,25	2,26	0,069
Гелий (изотоп He^3)	3,33	1,15	0,041

Біз 52-параграфта кристаллық денелердің өздерінің анизотропиясы менен сұйықтықтар және газдардан принципіалдық айырмаға ийе болатындығын айтып өткен едік. Сондықтан сұйықтық пенен газ арасындағы үзіліссіз өтуідей кристал менен сұйықтық арасындағы өтуінің үзіліссіз жүріуі мүмкін емес. Бұл жағдайда екі фазаның қайсысының кристаллық, қайсысының сұйықтық екендігін анық айта аламыз. Усының салдарынан өту процесі үшін критикалық нүктенің орын алуы мүмкін емес.

§ 70. Ван-дер-Ваальс теңлемесі

Газдың тығыздығының артуының барысында оның қасиеттері идеал газдың қасиеттерінен айрыла бастайды және ақыр-аяғында газдың сұйықтыққа конденсациясы басталады. Бұл кубылыстар құрамалы молекулалық тәсірлесулер менен байланысты және бұл тәсірлесудің санлық жақтан тәріппейдің мүмкіншілігі жоқ. Сондықтан заттардың қал теңлемесін теориялық жақтан дәл түсініп үлкен қиыншылық пенен әмелге асыруы мүмкін. Бірақ молекулалық тәсірлесудің тийікарғы өзгешеліктерін есепке алып қал теңлемесін түсініп әпінділастыруға болады.

Біз 39-параграфта молекулалардың тәсірлесуінің характерін тәріппейген едік. Кіші аралықтардағы итерисіу күштерінің тез артуы (турпайы түрде айтқанда) молекулалардың белгілі бір көлемге ийе болуы менен байланысты (бұндай көлемдерден кіші көлемдерге газдың қысылуы мүмкін емес). Тәсірлесудің екінші тийікарғы қасиеті үлкен қашықтықтардағы тартысудың орын алуында болып табылады. Усы тартысудың орын алуының нәтижесінде газ сұйықтыққа айналады.

Биз заттың бір моли үшін хал теңлемесін жазыуды газдың қысылыушылығының шекеленгенлігін есепке алыу менен баслаймыз. Бұл үшін идеал газ теңлемесі $p=RT/V$ да V ны $V-b$ менен алмастырыуымыз керек (молекулалардың өлшемлерін есепке алатуғын базы бір оң мәніске ийе тұрақты b хәрипи арқалы белгіленген).

$$p = \frac{RT}{V - b}$$

теңлемесі көлемнің b дан кем болмауының көрсетеді, себебі $V=b$ да басым шексіздікке айналады.

Енді молекулалар арасындағы тартысууды есепке аламыз. Бұл тартысуу газдың басымының кемейуіне алып келеді. Себебі ыдыстың дийуалының қасында тұрған молекулаға басқа молекулалар тәрәпинен ыдыстың ишине қарай бағытланған күш тәсир етеді. Тұрпайы түрде жууықлағанда бұл күштің маниси газдың көлем бирлігіндегі молекулалар санына (яғнай газдың тығызлығына) пропорционал болады. Екинши тәрәптен басымның өзі де усы санға пропорционал. Сонлықтан молекулалардың бир бирин тартысууының ақыбетинен басымның улыума кемейуі газдың тығызлығының квадратына (яғнай оның көлеминің квадратына кери пропорционал) тууры пропорционал болады. Усыған сәйкес жоқарыда басым үшін жазылған аңлатпадан a/V^2 түріндегі ағзаны алып таслауымыз керек (a арқалы молекулалық тартысууды тәрийиплейтуғын базы бир жаңа тұрақты белгіленген). Солай етип

$$p = \frac{RT}{V - b} - \frac{a}{V^2}$$

теңлемесін аламыз. Басқаша жазсақ

$$\left(p - \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT$$

теңлемесіне ийе боламыз. Бұл *Ван-дер-Ваальс теңлемесі* деп аталатуғын теңleme болып табылады. Газ сийреклетілген болса (үлкен V көлемлери) a хәм b шамаларын есепке алмауға болады. Бундай жағдайда идеал газ халының теңлемесіне қайтып келеміз. Биз төменде үлкен қысулар жағдайында да алынған теңлемениң қубылыслардың характерин дурыс тәрийиплейтуғынлығын көреміз.

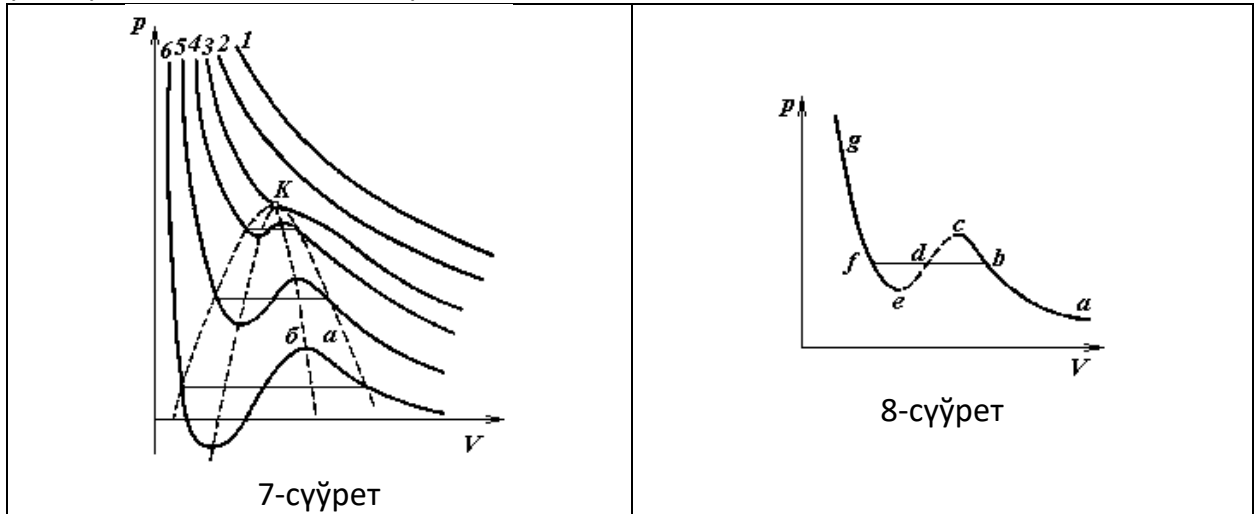
Ван-дер-Ваальс теңлемесі менен тәрийипленетуғын газдың қәсийетлерин тәрийиплеу үшін бұл теңлемелер жәрдемінде тәрийипленетуғын изотермаларды – T ның берілген мәнислеріндегі p ның V ға ғәрезлилигинің иймекликлерин қараймыз. Усындай мақсетте теңлемени былайынша көширип жазамыз:

$$V^3 - \left(b + \frac{RT}{p}\right)V^2 + \frac{a}{p}V - \frac{ab}{p} = 0.$$

T менен p ның берілген мәнислерінде бұл белгисіз V ның үшінши дәрежесіне қарата теңleme болып табылады.

Үшінши дәрежелі теңлемениң үш коренинің болатуғынлығы мәлим. Олардың үшеуі де бир ўақытта ямаса тек биреуі ҳақыйқый болады (екинши жағдайда теңleme еки комплексли түйинлес коренге де ийе). Тек ҳақыйқый хәм оң мәнисли коренлер ғана физикалық мәніске ийе бола алады (себебі көлем V барлық ўақытта да оң хәм ҳақыйқый мәніске ийе). Биз қарап атырған жағдайда теңлемениң терис мәнисли коренлерге ийе болуы пүткиллей мүмкин емес (p ның оң мәнислерінде). Егер V терис мәніске ийе болғанда теңлемениң барлық ағзалары бирдей (терис)

мәніске ийе болған хәм қосынды нолге тең болар еди. Сонлықтан температура менен басымның берілген мәніслерінде Ван-дер-Ваальс теңлемесине көлемнің үш хәр қыйлы ямаса тек бир мәніси сәйкес келеди.



Екинши жағдай (көлемнің тек бир мәніси бар жағдай) тек жеткиликли дәрежедеги жоқары температураларда орын алады. Сәйкес изотермалар идеал газдің изотермаларынан формасының бир қанша майысқанлығы менен айрылады хәм монотон түрде төменге түсетуғын иймеклик болып қалады (7-сұйреттеги 1- хәм 2-иймеклер, бұл сұйреттеги иймекликлердің номерлеринің өсиіи температураның төменлеуіне сәйкес келеди). Төменирек температураларда болса изотермалар максимумға хәм минимумға ийе болады (4-6 иймекликлер). Бұл жағдайда басымның бир мәнісине көлемнің хәр қыйлы үш мәніси сәйкес келеди (изотерманың горизонталлық туйры менен кесилисуйиниң үш ноқаты).

8-сұйретте усындай изотермалардың бирейи келтирилген. Енди усы изотерманың хәр қыйлы участкаларының қандай мәніске ийе болатуғынлығын анықлаймыз. Басымның көлемге ғәрезлилиги g_e хәм g_a участкаларында нормал характерге ийе (көлем киширейгенде басым артады). Тәбийий емес аўхалға ес участкасы сәйкес келеди (бұл участкада басымның үлкейиуи көлемнің киширейиуина алып келиуи керек еди). Бирақ оған қарама-қарсы аўхал орын алады. Бундай халдың тәбиятта пайда болмайтуғынлығын аңсат көриўге болады. Усындай қәсийетке ийе затты көз алдымызға келтирип көрейик. 64-параграфта гәп етилген флуктуацияның салдарынан усындай зат қандай да бир участка қысылды деп көз алдымызға келтирейик. Бундай жағдайда оның басымы да киширейеди, яғный қоршаған орталықтың басымынан киши болып қалады. Бұл болса өз гезегинде буннан былай жүретуғын қасылыўды болдырады. Сонлықтан берілген участка үлкейиўши тезлик пенен қысылыўы керек. Бұл заттың пайда болған халының пүткиллей турақсыз болатуғынлығын билдиреди хәм усыған байланысly ҳакыйқатта жүзеге келмейди.

Изотермадағы жүзеге келиуи мүмкин емес ес участкасының пайда болыўы көлем кем-кемнен өзгергенде заттың бир текли орталық түринде болып қалмайтуғынлығын билдиреди. Усының ақыбетинде базы бир моментте халдың секирмели түрде өзгериуи хәм заттың еки фазаға бөлиниўиниң орын алыўы керек. Басқа сөз бенен айтқанда ҳакыйқый изотерма $abfg$ түриндеги сынық сызық түринде

болыуы керек. Оның ab бөлими заттың газ тәрізлі халына, ал fg бөлими сұйық халға, горизонталлық bf түйірі сызықты бөлими екі фазалық халға сәйкес келеді. Бұл участкада (берілген температурада) белгилі бір тұрақты басымда газ сұйықтыққа айналады [bf түйірісінің bcd және def учаскаларының майданлары бірдей болатуғындай болып жайласатуғынлығын көрсетіуіге болады].

Изотерманың bc және ef учаскалары метастабиллік халлар болған аса салқынлатылған пұйға және аса қыздырылған сұйықтыққа сәйкес келеді (68-параграф). Енді биз пұйды аса салқынлатыу және сұйықты аса қыздырыудың мүмкін емес учаскаларының бар екенлігін (c және e учаскалары менен сұйретленген) көреміз. Температура жоқарылағанда түйірі сызықты участка кишірейеді және критикалық нүктеде бір нүктеге жыйналады (7-сұйреттегі K нүктесі). Усы нүкте арқылы өтуші изотерма барлық изотермаларды екіге айырады: 1- және 2-монотон изотермалар, минимумлары және максимумлары бар изотермалар (4-6 изотермалар). Кейінгі жағдайларда заттың екі фазаға бөлінуі орын алады.

Изотермалардың түйірі сызықты учаскасының басы менен ушын тұтастырғанда (7-сұйреттегі a иймеклігі) алынған иймеклік p, V диаграммасындағы сұйықтық пенен пұйдың тең салмақтық иймеклігі болып табылады. Бұл иймекліктің максимумы K критикалық нүкте болып табылады. 8-сұйреттегі c және e сыяқты нүктелерді бір биік менен тұтастырып биз жаңа иймеклік аламыз (7-сұйреттегі b иймеклігі). Бұл иймеклік фазаларға бөлінбеген зат хатте метастабиллік халда да тұра алмайтуғын учасканы шеклеп тұрады.

Критикалық нүктеде үш нүкте бір нүктеге келіп биіреді. Бұл нүктеде түйірі сызықты участка Ван-дер-Ваальс изотермасын кесіп өтеді. Демек критикалық нүктеде изотермаға түсірілген ұрынба горизонталлық бағытқа ийе болады және сондықтан бұл нүктеде басымнан көлем бойынша алынған түйінді нөлге тең болады (тұрақты температурада екенлігін атап өтеміз):

$$\left(\frac{dp}{dV}\right)_T = 0.$$

Бұл түйіндіге кері болған шама заттың қысылушылығы болып табылады. Сондықтан критикалық нүктеде қысылушылық шексізлікке айналады деп жүймақ шығарамыз.

Аса қыздырылған сұйықтыққа сәйкес келуші изотерманың учаскасының бөлімі абсцисса көшесінің төменінде де жайласуы мүмкін (7-сұйреттегі 6-изотермадай). Бұл участка "созылған" сұйықтықтың метастабиллік халына сәйкес келеді (бұл жаққында 51-параграфтың кейнінде гәп етілді).

§ 71. Сәйкес халлар нызамы

Көлемнің, температураның және басымның критикалық мәнісін Ван-дер-Ваальс теңлемесіне кируші a және b параметрлері менен байланыстыруы мүмкін.

Бұндай мақсетте $T=T_K$ және $p=p_K$ де

$$V^3 - \left(b + \frac{RT_K}{p_K}\right)V^2 + \frac{a}{p_K}V - \frac{ab}{p_K} = 0.$$

Ван-дер-Ваальс теңлемесінің барлық үш корени де бірдей және V_k ға тең болуы керек. Сондықтан жазылған теңleme

$$(V - V_k)^3 = V^3 - 3V^2V_k + 3VV_k^2 - V_k^3 = 0$$

теңлемесі менен бірдей. Дәрежелері бірдей V лардың алдындағы коэффициенттерді салыстырып үш теңлікке алып келеді:

$$b + \frac{RT_k}{p_k} = 3V_k, \quad \frac{a}{p_k} = 3V_k^2, \quad \frac{ab}{p_k} = V_k^3.$$

Бұл V_k , p_k , T_k лар үшін жазылған теңдемелерді шешеміз хәм бұл бизге мыналарды береді:

$$V = 3b, \quad p = \frac{a}{17b^2}, \quad T = \frac{8a}{27bR}.$$

Бұл қатнастар жәрдемінде Ван-дер-Ваальс теңлемесін төмендегідей етип түрлендіріп мүмкін. Бұл теңлемеге p , V , T өзгеріушілерінің орнына олардың критикалық мәніслеріне қатнасын киргиземіз:

$$p^* = p/p_k, \quad T^* = T/T_k, \quad V^* = V/V_k$$

Бұл шамалар келтирилген басым, температура хәм көлем деп аталады. Әпиуайы түрлендіріулерден кейін Ван-дер-Ваальс теңлемесінің мына түрге ийе болатуғынлығын аңсат көрсетіуіге болады:

$$\left(p^* + \frac{3}{V^{*2}}\right)(3V^* - 1) = 8T^*.$$

Бұл теңлемесінің дәл сыртқы түрі бизди қызықтырмайды. Оның әхмийети соннан ибарат, соңғы теңлемеге газдің тәбиятына байланысly болған a және b шамалары кирмейди. Басқа сөз бенен айтканда егер газдің басымының, көлемінің хәм температурасыны өлшеми ретінде олардың критикалық мәніслерін алатуғын болсақ хал теңлемесі барлық затлар үшін бірдей түрге енеди. Бұл жағдай *сәйкес халлар нызамы* деп аталады.

Бұл нызамды хал теңлемесі үшін қолланатуғын болсақ, онда ол хал теңлемесі менен байланысқан барлық қубылыстар үшін (соның ишінде газ хәм сұйықлық арасындағы өтіуіге де) жарамлы болады. Мысалы

$$\frac{p}{p_k} = f\left(\frac{T}{T_k}\right)$$

түріндегі теңleme менен тәрийипленетуғын тойынған пұудың серпимилигинің температураға ғәрезлилиги тәрийиплейтуғын сәйкес келтирилген шамаларды байланыстыратуғын теңleme универсаллық характерге ийе.

Тап сол сыяқлы жуұмақты пұуланыу жыллылығы q үшін да ислеу мүмкін. Бундай жағдайда жыллылықтың өлшем бирлиги сондай болған шамаға қатнасын қарау керек (энергия/моль). Бундай шама ретінде RT_k ны алыу мүмкін. Сәйкес халлар нызамы бойынша q/RT_k қатнасы барлық затлар үшін бірдей келтирилген температураның функциясы болуы керек:

$$\frac{q}{RT_k} = F\left(\frac{T}{T_k}\right).$$

Экспериментлердің нәтийжелеріне мууапық критикалық температуралардан төменгі температураларда бұл функцияның шама менен 10 ға тең турақлы шекке умтылатуғынын атап өтемиз.

Сәйкес халлар нызамының жууық характерге ийе екенлигин атап өтіуіміз керек. Бирақ соған карамастан оның жәрдемінде пайдаланыу мүмкін болған нәтийжелердің шамаларын алыу мүмкін.

Сәйкес қаллар нызамын биз Ван-дер-Ваальс теңлемесі жәрдемінде алған болсақ та, нызам бұл теңлемеге карағанда әдеуір дәл. Себеби нызам қал теңлемесінің айқын түріне байланыссы емес, ал Ван-дер-Ваальс теңлемесіне тек екі a және b шамаларының болуының нәтижесі. Екі параметрі бар басқа қал теңлемесі де сәйкес қаллар нызамына алып келген болар еді.

§ 72. Үшлік нөкат

Биз екі фазаның тең салмақтықта тұрыуы температура менен басым арасында анық қатнас жүзеге келгенде ғана әмелге асатуғынлығын көрдик. Бұл ғәрезилик p, T тегислигиндеги белгили бир иймеклик пенен тәрийипленеди. Бир заттың үш фазасының бир ўақытта бир бири менен пүтин сызық бойынша тең салмақтықта тура алмайтуғынлығы өз-өзинен түсиникли. Бундай тең салмақтық p, T диаграммасындағы анық бир нөкатта жүзеге келеди (яғный басым менен температураның белгили бир мәнислерінде). Бұл үш фазаның хәр екеуінің тең салмақтықта тұрыу иймеклиги кесискен нөкат болып табылады. Үш фазаның тең салмақтықта тұрыу нөкаты *үшлик нөкат* деп аталады. Мысалы сұй ушын муздың, сұйдың және пұйдың бир ўақытта болуы $4,62$ мм сын.бағ. басымында және $+0,01^{\circ}\text{C}$ да мүмкин.

Үш фазаның бир бири менен бир ўақытта тең салмақтықта тек бир нөкатта тура алатуғын болғанлықтан төрт ямаса төрттен зыят фазалар бир бири менен хеш ўақытта тең салмақтықта тура алмайды.

Үшлик нөкатқа температураның анық мәнисі сәйкес келгенликтен, бұл жағдай температуралық шкаланың стандарт нөкатларын сайлап алыуға мүмкиншилик береді. Бундай сайлап алыуда белгили бир басымды ұслап тұрыу зәрүрлиги болмағанлықтан базы бир кемшиликлерге ийе емес (мысалы атмосфералық басымдағы муздың ериу температурасының стандарт нөкатын сайлап алғандағыдай емес).

Хәзирги ўақытлары қабыл етилген абсолют градустың анықланыуы ұсындай сайлап алыуға тийкарланған: сұйдың үшлик нөкаты дәл $273,16$ К деп қабыл етилген. Бирақ температура менен басымды өлшеудің хәзирги ўақытлардағы дәллигинде муздың ериу температурасы $273,15$ К деп есапланғанға түүры келеди.

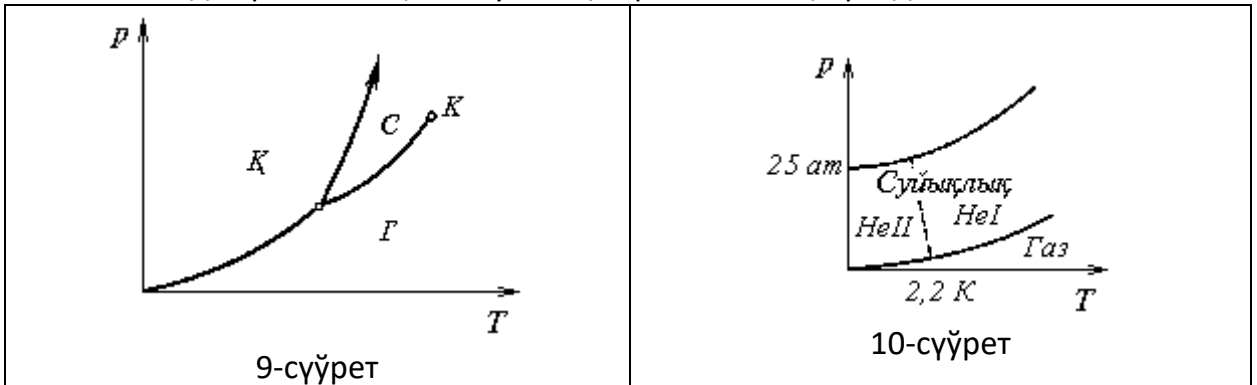
9-сүүретте үш фазаға (қатты, сұйық және газ тәризли) ийе заттың фазалық диаграммасының схемалық түрі келтирилген. Бұл қатты, сұйық және газ тәризли үш фазаға диаграммадағы K , C және G хәриплери менен белгиленген участкалар сәйкес келеди. Ал бөлип тұрыушы сызықлар болса сәйкес екі фазаның тең салмақтық иймекликлери болып табылады. Ериу иймеклигинің қыялығы әдетте денелер еригендеги кеңейиуге сәйкес келетуғындай етип көрсетилген (67-параграфты караңыз). Ериу заттың қысылуы менен жүретуғын көп емес жағдайларда иймеклик басқа (қарама-карсы) тәрепке қарай қыяланған.

Фазалық диаграммадан қызғанда қатты денелердің газге айланыуы ұшын сұйық халдан өтиуінің шәрт емес екенлиги көринип тур. Үшлик нөкаттан киши басымларда қыздырылғанда қатты денелер тиккелей газге айланады. Бундай фазалық өтиу *сублимация* (ямаса *возгонка*) деп аталады. Мысалы қатты көмир

кислотасы атмосфералық басымда сублимацияға ұшырайды. Себеби оның үшлік нокатына $5,1 \text{ атм}$ басым (хәм $-56,6^\circ\text{C}$ температура) сәйкес келеди.

Сұйықтық пенен газдың тең салмақтық иймеклиги критикалық нокатта тамам болады (9-сұйреттеги К нокаты). Сұйық хәм қатты фазалар арасындағы өтиу үшін критикалық нокаттың бар болыуы мүмкин емес (бул 69-параграфта атап айтылды). Сонлықтан ериу иймеклиги бир нокатта тоқтамайды, ал шексиз дауам ете береди.

Қатты денениң газ бенен тең салмақтық иймеклиги координата басына қарай кетеди (яғный температураның абсолют нолінде затлар қәлеген басымда қатты халда болады). Бул нәтийже классикалық механикаға тийкарланған температура хәққындағы көз-қарастың тийкарында жатады. Усындай көз-қарас бойынша абсолют нолде атомлардың кинетикалық энергиялары нолге айланады (яғный атомлардың қозғалысы тоқтайды). Денениң тең салмақтық халы атомлардың жайласыуларына сәйкес келиуши тәсирлесиу энергиясы минимум болатуғын жағдай болып табылады. Бундай жайласыулар тәртиплескен болыуы хәм базы бир кенисликлик пәнжерени пайда етиуи керек. Усы жағдай барлық денелердің абсолют нолде кристаллық болыуының кереклигин аңғартады.



Бирақ тәбиятта бир жағдай усы қәдеге бағынбайды: гелий барлық температураларда да (абсолют нолге шекем салқынлатқанда да) сұйық болып қалады. Гелийдың фазалық диаграммасы (He^4 изотопы үшін) 10-сұйретте келтирилген (диаграммадағы пунктир сызықтың мәніси 74-параграфта айтылады). Бул жерде пұланыу менен ериу иймекликлериниң хеш жерде де кесилиспейтуғынлығын көремиз (яғный үшлік нокат жоқ). Ериу иймеклиги ордината көшерин $p=25 \text{ атм}$ да кеседи. Бул гелийди қатты халға өткеріу үшін температураны абсолют нолге жеткеріудин жеткиликли емес екенлигин, соның менен бирге басымды да кемінде 25 атм ға жеткеріудің зәрүрлигин билдиреди.

Жоқарыда айтылғанлардан гелийдың усундай қәсийетиниң классикалық көз-қараслар менен түсиндириудің мүмкин емес екенлиги келип шығады. Хәқыйқатында бул квантлық құбылыстар менен байланысly. 50-парагрфта айтылғанындай квант механикасы бойынша атомлардың қозғалыслары абсолют нолде де тоқтамайды. Усыған байланысly жоқарыда биз келген абсолют нол температурадағы барлық затлардың қатты халға айланыуының зәрүрлиги жоғалады. Затлардың квантлық қәсийетлери көпшилик жағдайларда тек төменги температураларда көринеди. Бундай жағдайларда квантлық қәсийетлер жыллылық қозғалыслары тәрeпинен жасырынып қала алмайды. Гелийден басқа барлық денелер бундай қәсийетлер көринбестен бурын қатты халға өтеди. Тек гелий ғана

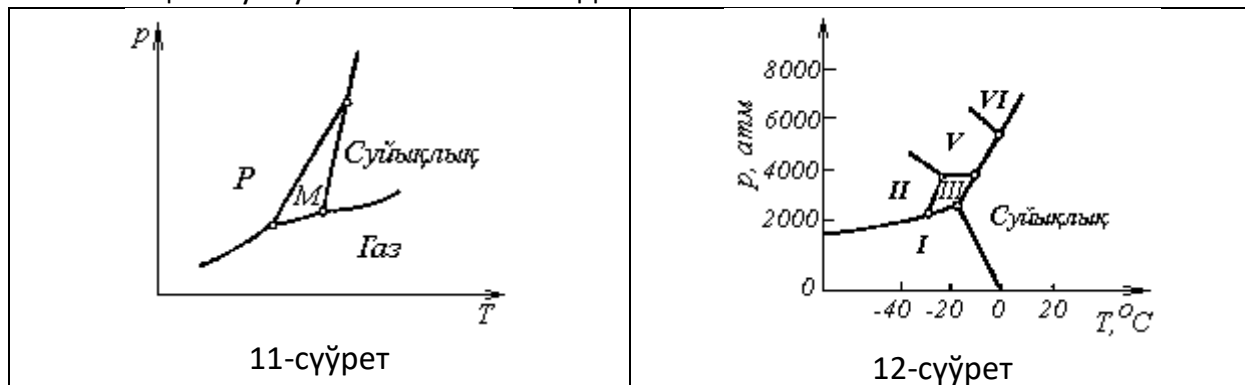
"квантлық сұйықтық" болыуға үлгереді. Сонлықтан оның қатты халға өтйуі шәрт емес. Бұл сұйықтықтың әдеттегидей емес басқа да қәсийетлери хәққында 124-параграфта және де айтылады.

§ 73. Кристаллық модификациялар

Қатты хал областының барлығы әдетте бир фаза болып табылмайды. Хәр қыйлы басымлар менен температураларда зат хәр қыйлы кристаллық халларда тұра алады. Бұл кристаллық халлардың хәр бири өзиниң кристаллық құрылысына ийе болады. Бұл хәр қыйлы халлардың өзлери заттың хәр қыйлы фазалары болып табылады. Оларды *кристаллық модификациялар* деп атайды, ал заттың хәр қыйлы модификацияларға ийе болыу қәсийети хәққында айтқанда *полиморфизм* сыпатында айтады.

Полиморфизм жүдә кең тарқалған. Дерлик барлық затлар (элементлер, бирикпелер) бир неше модификацияға ийе болады (элементлер жағдайында бұл модификациялар *аллотропиялық модификациялар* деп аталады). Ең белгили мысаллар ретинде үглеродтың (графит хәм алмаз), күкирттиң (ромбалык хәм моноклинлик кристаллар пайда етйуши), кремнеземниң (кварц, тридимит, кристобалит сыяқлы хәр қыйлы минераллар) модификацияларын атап өтйуге болады.

Хәр қыйлы фазалар сыяқлы хәр қыйлы модификациялар да бир бири менен p, T диаграммадағы белгили бир сызықлар бойынша тең салмақтықта тұра алады. Ал бир модификацияның екіншисине өтйуі (бұл өтйу әдетте *полиморфлық айланыс* деп те аталады) жыллылықтың жутылыуы ямаса шығарылыуы менен әмелге асады. Мысалы α -темир деп аталыушы (көлемде орайласқан күблық пәнжереге ийе) темирдің γ -темирге (күблық қапталда орайласқан пәнжере) айланыуы атмосфералық басымда 910°C да шама менен 1600 Дж/моль муғдарындағы жыллылықты жутыу менен әмелге асады.



11-сүүретте мысал ретинде күкирттиң фазалық диаграммасы схема түрінде келтирилген. P хәм M хәриплери жәрдемінде еки қатты фазаның (ромбалық әдеттеги сары күкирт хәм моноклинлик) орнықты жасайтуғын областлары көрсетилген. Бұл жерде биз үш үшлик ноқаттың бар екенлигин көремиз.

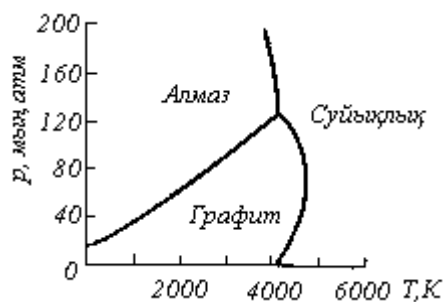
12-сүүретте сүүдың хал диаграммасы келтирилген. Муздың бес кристаллық модификациясы I, II, III, V, VI санлары менен белгиленген. Әдеттеги музға I областы сәйкес келеди, басқа модификациялар мыңлаған атмосфера басымында алынады.

Пуўдың областы соншама киши басымларға сәйкес келгенликтен сүүретте көрсетилмей қалған.

Хәр кыйлы кристаллық модификациялар арасындағы фазалық өтиўлер ушын метастабиллик ҳаллардың аңсат пайда болыўы характерли. Пуў менен суйықтың аса қызыўы ямаса аса салқынлаўын әмелге асырыў ушын тәжирийбениң жүдә пұқталық пенен өткерилиўи шәрт. Ал қатты ҳалда болса фазалық өтиўди "кешиктириў" хәм кристаллық модификацияларды олар ушын сәйкес келмейтуғын шараятларда ұслап турыў аңсат әмелге асырылады. Бул жағдайды түсиниў аңсат: кристаллардың атомлардың тығыз жайласыўы хәм олардың жыллылық қозғалысларының киши тербелислер менен шеклениўи пәнжерениң бир модификациядан екенишисине өтиўине тосқынлық жасайды. Температура көтерилгенде жыллылық тербелислери күшейип, бундай өтиўлерди тезлестиреди.

Усы айтылғанларға байланысly қатты денениң поликристаллық қурылысының да (монокристаллық қурылысқа салыстырғанда) тұрақлы емес (метастабиллик) болып табылатуғынлығын еске алып кетемиз. Сонлықтан қыздырғанда майда кристаллық дене копшилиқ жағдайларда бир кристаллардың екениши кристаллар есабынан өсиўиниң салдарынан ири кристаллық денеге айланады (бул қубылысты *рекристаллизация* деп атайды). Денениң аморфлық ҳалы да метастабиллик болып есаплана алады; жүдә ески шийшелердиң гүңгиртлениўи өзинен-өзи жүретуғын кристалланыўдың ақыбети болып табылады.

Ески фазада жаңа фазаның киши областлары бар болса (бундай областлар жаңа фазаның зародышлары болып есапланады) полиморфлық фазалық өтиў аңсатласады. Бул жағдайды демонстрациялаўшы мысал ретинде әдеттеги (тетрагоналық қурылысқа ийе) ақ қалайының ұнтақ сур қалайыға (кублық пәнжерге ийе модификация) айланыўын атап өтиўге болады. Атмосфера басымында бул еки модификация 18°C да тең салмақтықта турады. Бул температурадан жоқары температураларда ақ, ал киши температураларда сур қалайы орнықты. Бирақ ақ қалайы сүүықта да жасай алады, ал оған сур модификацияның кишкене киши дәнешеси қосылса дәрхәл сур қалайыға айланып ұнталып кетеди.



13-сүүрет

Пәнжерениң кайтадан қурылыўы төменги температураларда қыйыншылық пенен жүретуғын болғанлықтан бул жағдай төменги температураларда орнықты фаза болып табылмайтуғын модификациялардың жасаўына алып келеди. Бундай модификациялар затлардың орнықты ҳалларын тәрийиплейтуғын фазалық диаграммада пүткиллей болмайды. Мысалы бундай жағдай полаттың *закалка* процессинде айқын көринеди. ү-темирдеги углеродтың қатты еритпеси (аустенит

деп аталыўшы) углеродтың муғдарына байланысly тек 700-900°C температураларда орнықлы. Ал төменирек температураларда аустениттиң ыдырайы керек. Бирақ аустенитти тез салқынлатса (бул *закалка* деп аталады) металлда оғада қатты болған жаңа фазаның ийне тәризли кристаллары пайда болады (бул *мартенсит* деп аталады хәм тетрагоналлық пәнжереге ийе). Бул "аралықлық" фаза барлық ўақытта да метастабил болып әсте-ақырынлық пенен 250-300°C ға шекем қыздырғанда ыдырайды (бул *отпуск* деп аталады).

13-сўўретте углеродтың фазалық диаграммасы келтирилген (газ тәризли фаза сўўретте қабыл етилген масштабларда сезилмейтуғын киши басымлар областында жатады). Бул сўўретте әдеттеги басымлар менен температураларда графиттиң орнықлы модификация екенлиги көринип тур. Бирақ усыған қарамастан графит те, алмаз да әдеттеги шараятларда орнықлы кристаллар сыпатында жасайды. Бул усы еки кристалдың қурылысларының айырмасының үлкенлигинде болып табылады. Сонлықтан графиттиң алмазға ямаса алмаздың графитке айланыўы ушын кристаллық қурылыс үлкен кайта қурыўға ушырайы керек (алмаздын тығызлығының графиттиң тығызлығынан 1,5 есе үлкен екенлиги характерли). Бирақ жоқары температураларға қыздарғанда алмаз графитке айланады: 1700 К дан жоқары температураларда алмаз унтақ графитке тез айланады (жанып кетпеўи ушын қыздырыўды вакуумде әмелге асырады). Диаграммадан графиттиң алмазға айланыўының тек жүдә үлкен басымларда әмелге асыўының мүмкин екенлиги көринип тур. Алмаздың орнықлылық областы 10 000 *атм* нан жоқары басымларды жатады. Соның менен бирге процесстиң тез жүриўи ушын жоқары температуралар да керек. Хәқыйқатында графиттиң алмазға айланыў процесси 50 000-100 000 *атм* басымларда хәм 1500-3000 К температураларда жүреди. Кала берсе усы процесстиң жүриўи ушын металл катализатор да керек болады. Графиттиң өзинен-өзи алмазға айланыўы шама менен 130 000 *атм* басымда хәм 3300 К ден жоқары температураларда бақланған. Бундай жағдайда биз графиттиң тек ғана орнықлы областының сыртында емес, ал метастабиллик областының да сыртында (яғный графиттиң пүткиллей орнықлы емес областында) турамыз.

§ 74. Екинши әўлад фазалық өтиўлер

Биз жоқарыда хәр қыйлы симметрияға ийе фазалар арасындағы өтиўдин суйықлықлар менен газлердегидей үзликсиз жүзеге келиўиниң мүмкин емес екенлигин көрдик. Хәр бир халда дене биринши ямаса екинши симметрияға ийе болып, биз барлық ўақытта да оның қайсы фазада екенлигин айта аламыз.

Хәр қыйлы кристаллық модификациялар арасындағы өтиў әдетте фазалық өтиў менен жүреди. Фазалық өтиў ўақтында кристаллық пәнжерениң секирмели қайтадан дүзилиўи орын алады хәм денениң халы да секирмели өзгередиди. Бирақ усындай секирмели өтиўлер менен бир қатар симметрияның өзгериўи менен жүретуғын басқа типтеги өтиўлер де орын алады.

Денелердин кристаллық структурасының деталларына қатнасы бойынша бундай өтиўлердин реаллық мысаллары салыстырмалы қурамалы. Сонлықтан бул өтиўлердин тәбиятын түсиндириў ушын қыялымызда мысал келтиремиз.

Төменгі температураларда тетрагоналлық құрылысқа ийе болған денени көз алдымызға келтирейік. Бұндай дене ұлтаны квадрат болған түйірі мүйешлі параллелопипедлерден тұрады. Квадраттың тәрепі a хәм бийиклигі c арасындағы айырма үлкен емес деп есеплаймыз (яғный кристалл тетрагоналлық болса да оның пәнжереси кублық пәнжереге жақын). Және жыллылық кеңейіуі барысында a кабырғасы c кабырғасынан тезірек үлкейетуғын болсын. Бұндай жағдайларда температураның өсіуі менен элементар параллелопипедтің тәрептерінің ұзынлықтары бир бирине жақынлайды хәм белгили бир температурада бирдей болып қалады. Қыздырыуды дауам етсек барлық үш қабырға бирдей болып ұзарады хәм өз-ара тең болып қалады деп есеплаймыз. $a=c$ теңлигі орынланыудан пәнжерениң симметриясы дәрхәл өзгереді хәм тетрагоналлықтан кублыққа айналады. Бұндай жағдайда биз заттың басқа модификациясын аламыз.

Биз көрген мысалда денениң қалының секирмели өзгеріуі орын алмайды. Кристалдағы атомлардың орынлары үзликсиз өзгереді. Бирақ кублық симметрияға ийе пәнжередегі атомның қәлеген киши аралыққа жылысыуы (температура кери бағытта өзгергенде) пәнжерениң симметриясының өзгеріуі үшін толық жеткикли. Пәнжерениң барлық үш кабырғасы өз-ара тең болса пәнжере кублық болып қалады. Бирақ a менен c арасындағы оғада киши айырманың пайда болыуы пәнжерени тетрагонал пәнжереге айландырады.

Усындай жоллар менен бир кристаллық модификацияның екінші модификацияға өтіуі *екінші әулад фазалық* өтіуі деп аталады. Ал әдеттегі фазалық өтіулер *бірінші әулад фазалық* өтіулері деп аталады².

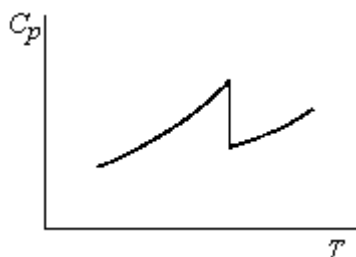
Солай етип екінші әулад фазалық өтіулерде денениң қалы үзликсиз өзгереді екен хәм усы көз-қараста екінші әулад фазалық өтіулерін үзликсиз деп айтамыз. Бирақ кристалдың симметриясы секирмели өзгереді хәм усыған байланысly кристалдың қайсы фазаға тийисли екенлигін барлық уақытта да айта аламыз. Бірінші әулад фазалық өтіуі нәқатында дене хәр қыйлы еки қалларды тең салмақлықта тұра алады, ал екінші әулад фазалық өтіуі нәқатында еки фазаның қаллары бирдей болады.

Екінші әулад фазалық өтіуінде қалдың өзгерісіннің секиріуінің орын алмауы денениң жыллылық қалын характерлеуіші шамалардың да секирмели өзгеріуін болдырмайды (көлемі, ишки энергиясы, жыллылық функциясы х.т.б.). Усының салдарынан бұндай өтіуде жыллылықтың шығарылыуы ямаса жұтылыуы болмайды.

Усы айтылғанлар менен бир қатарда өтіу нәқатында сол шамалардың температураға ғәрезилигі секирмели өзгереді. Жоқарыда келтирилген мысалда егер пәнжерениң көлемінің улымалық өзгерісі (кристалл кублық симметрияға ийе болғанда) ямаса қыздырылғанда қуышалардың формасы деформацияланатуғын болғанда (тетрагоналлық симметрияда қуышалардың бийиклигі менен ұлтанының тәрепінің хәр қыйлы болып өзгерісі) кристалдың

² Жоқарыда тәрийипленген мысал толығы менен қыялымыздағы мысал емес. Усындай өзгеріслерге уқсас өзгеріслер барий титанаты (BaTiO_3) кристаллында орын алады. Әжіре температураларында оның пәнжереси тетрагоналлық құрылысқа ийе. a хәм c лар бир биринен 1 % ке айрылады. Температура жоқарылағанда a ның ұзынлығы артады, ал c киширейеді. 120°C да кублық модификацияға фазалық өтіу бақланады. Бирақ реал жағдайда өтіу нәқатында a менен c бәрі бир секирмели өзгереді. Сонлықтан өтіу бірінші әулад фазалық өтіуі болып табылады.

жыллылықта кеңейіуі хәр қыйлы болады. Тап сол сыяқлы усындай шараятлардағы бирдей кыздырыу ушын зәрүр болған жыллылық муғдары да хәр кыйлы болады.



14-сүүрет.

Бұл айтылғанлардың барлығы да екінші әулад фазалық өтиуі ноқатында денениң жыллылық характеристикаларынан алынған туұындылардың секирмели өзгеретуғынлығын билдиреди: $\left(\frac{dV}{dT}\right)_p$ туұындысы, яғнай денениң жыллылықта кеңейіу коэффициенті, $\left(\frac{dW}{dT}\right)_p$ туұындысы, яғнай денениң жыллылық сыйымлығы C_p секирмели өзгереді х.т.б.

Усы секириулердің бар екенлиги жыллылық өлшеулерінде көринетуғын екінші әулад фазалық өтиулериниң характерли қәсийетлеринен болып табылады. 14-сүүретте жыллылық сыйымлығының температураға ғәрезлилиги көп ушырасатуғын мысал ретінде келтирилген: жыллылық сыйымлығының кем-кемнен үзликсиз түрдеги өсиуі секириу менен болатуғын киширейіу менен үзиліске түседі хәм буннан кейин жыллылық сыйымлығы қайтадан өсе баслайды.

Екінші әулад фазалық өтиулерінде жыллылық шамаларынан басым бойынша алынған туұындылар да секирмели өзгереді. Мысалы денениң кысылғышлығы $\left(\frac{dV}{dp}\right)_T$ туұындысы да секирип өзгереді.

Кеулимиздеги екінші әулад фазалық өтиуіне қайта келемиз хәм бундай өтиудеги симметрияның өзгериуіниң төмендегидей қәсийетин атап өтемиз: кублық модификацияның пәнжереси тетрагоналлық модификацияның барлық симметрия элементлерине, соның менен бирге басқа да симметрия элементлерине ийе болады. Бундай мәнисте биреуіниң симметриясы жоқары болған фазадан симметриясы төмен болған фазаға өтеді деп айта аламыз. Хәқыйқатында бұл қәсийет улыұмалық характерге ийе болып, екінші әулад фазалық өтиулериниң барлығына да тийисли.

Бұл жағдай екінші әулад фазалық өтиулері ушын шек те қояды (хәқыйқатында тек жалғыз шек емес). Мысалы кублық хәм гексагоналлық системалар арасындағы өтиудің болыуы мүмкин емес: бұл симметриялардың биреуіниң екіншисинен үлкенлиги хәққында хеш нәрсе айтыу мүмкин емес (бириншисинде екіншисинде жоқ 4-тәртіпли симметрия көшери бар, бирақ 6-тәртіпли симметрия көшерине ийе емес).

Кристал менен суйықлық арасында екінші тәртіпли фазалық өтиуіниң мүмкин емес екенлигин де көрсетиу мүмкин.

Екінші әулад фазалық өтиуіндеги жыллылық сыйымлығының өзгериуі бағыты симметрияның өзгериуі бағыты менен байланысly: жыллылық сыйымлығы төмен

симметриялы фазадан жоқары симметриялы фазаға өткенде киширейеди. Көпшилик жағдайларда жоқары симметриялы фаза жоқары температуралы фаза болып табылады хәм бундай жағдайда жыллылық сыйымлығының өзгериси 14-сүүретте көрсетилгендей түрге ийе болады. Бирақ фазалардың бундай температуралық избе-излигиниң орын алыўы шәрт емес. Мысалы сегнет дузы $[\text{NaK}(\text{C}_4\text{H}_4\text{O}_6) \cdot 4\text{H}_2\text{O}]$ еки фазалық өтиў ноқатына ийе (-18°C хәм 23°C температураларда). Усы ноқатлар ишинде бул кристал моноклинлик системаға киреди, ал усы ноқатлардың сыртында сегнет дузы ромбалық кристал болып табылады. 23°C дағы температура жокарылағандағы фазалық өтиў симметрияның жокарылаўы менен, бирақ төменги ноқат арқалы өтиў симметрияның тап сондай төменлеўи менен байланысly.

Биз жоқарыда әдеттеги фазалық өтиўлердиң аса кыздырыў ямаса аса салкынлатыў менен жүретуғынлығын айттық. Бул бир фаза орнықлы шараятларда екинши фазаның метастабил түрде жасаўының даўам етиўине көринеди. Бул қубылыслардың тәбияты жаңа фаза өсетуғын орайлардың зәрүрлигинде болып табылады. Екинши әўлад фазалық өтиўлеринде болса бундай зәрүрлик жоғалады, бундай өтиўде бир фаза екиншисине үзликсиз түрде тутасы менен өтеди. Бул жоқарыда келтирилген мысалда айқын көринеди: бунда өтиў жыллылық кенейиўиндеги атомлардың жалысыўларының характериниң өзгериўине алып келинди.

Екинши әўлад фазалық өтиўлери тек ғана кристаллық модификациялар арасындағы өтиўлер менен таўысылмайды. Бирақ бундай өтиў барлық ўақытта да ҳал үзликсиз түрде өзгергенде денеде қандай да бир қәсийетлердиң пайда болыўы менен байланысly. Бул симметрияның қандай да баска бир қәсийети болыўы мүмкин (заттың магнитлик қәсийетлери менен байланысly болған), сонын менен бирге бул аса өткизгишликтиң (электрлик қарсылықтың жоғалыўы) пайда болыўы болып та табылады.

Ең ақырында суйық гелийдеги $2,2\text{ K}$ деги өзине тән екинши әўлад фазалық өтиўди атап өтемиз. Бул өтиўде суйықлық суйықлық болып қалады, бирақ пүткиллей басқа қәсийетлерге ийе болады (124-параграфты караңыз). 10-сүүретте келтирилген гелийдиң ҳал диаграммасындағы пунктир сызық гелий I хәм гелий II деп аталатуғын усы еки фазаның жасаў областларын бөлип турады.

§ 75. Кристаллардың тәртиплескенлиги

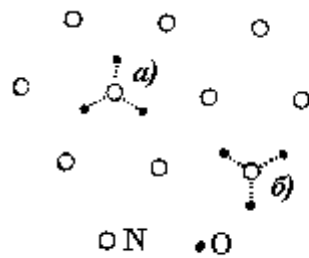
47-параграфта қаралған кристаллық структураларда ҳәр бир атом белгили бир орынларда жайласқан болып, пәнжерениң ҳәр бир түйининде қандый да бир атом турады. Ҳәр бир түрге тийисли атомлар ушын кристаллық пәнжереде қанша орын ажыратылған болса, кристалда соншама атом болады деп есаплаўға болады.

Бирақ бундай қәсийетлерге ийе болмайтұғын да структуралар болады. Мысалы натрий силитрасы NaNO_3 тиң структурасы усындай. Оның деталларын терең талқыламай, мыналарды атап өтемиз: бул кристалда NO_3 топары қатламларды пайда етеди, N атомлары дұрыс үш мүйешликлердиң төбелеринде жайласады, ал O атомлары болса *a* ямаса *b* аўҳалларын ийелеп (15-сүүрет) N атомларының дөгерегинде жайласады. NO_3 топарларының усындай еки ориентациясының

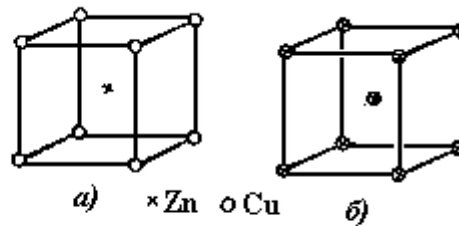
болыуы О атомлары тұрыуы мүмкін болған орынларының санының бұндай атомлардың санынан еки есе көп екенлигин билдиреди.

Жеткиликти төмен температураларда кислород атомлары анық бир орынларды ийелейди. Бұндай кристал *тәртіплескен кристал* деп аталады (хәр бир қатламда барлық NO_3 топарлары бирдей ориентацияға ийе болады, қала берсе *a* ориентациясына ийе болған қатламлар *b* типіндеги қатламлар менен гезеклеседи).

Бирақ температура жоқарылағанда тәртіп бузылады: өзиниң "дұрыс" орынларын ийелеген NO_3 топарлары әтирапында "басқа" орынларды ийелеген дұрыс емес ориентациядағы топарлар пайда болады.



15-сүүрет



16-сүүрет

"Тәртіплесіу" дәрежесиниң төменлеуи менен (яғный "дұрыс емес" бағытланған NO_3 топарларының көбейіуи менен) 275°C да "өзиниң" хәм "басқаның" ориентациясы пүткиллей араласып кеткен момент жүзеге келеди: NO_3 топарларының хәр бири бирдей итималлықта биринши ямаса екинши аўхалда тұрған болып шығады. Бұндай халдағы кристалды *"тәртіплеспеген"* деп атайды. NO_3 тиң барлық катламлары кристаллографиялық жақтан бир бирине эквивалент болып симметрияның өзгериси (жоқарылауы) орын алады.

Кристаллардың тәртіплесіу қубылысы қуымаларда кеңнен тарқалған. Мысалы латун кристаллары (CuZn қуымасы) төменги температураларда кублық пәнжереги ийе болады (Cu атомлары кублық қуышаның төбелеринде, Zn атомлары ортасында, 16-*a* сүүрет). Бұндай структура толық тәртіплескен кристалға сәйкес келеди. Бирақ Cu хәм Zn атомлары бир бири менен орынларын алмастырыуы мүмкін. Бұндай мәнисте кристалдағы хәр бир атом ушын арналған орынлар саны атомлары санынан көп деп айтыуға болады. Темперура жоқарылаған сайын "дұрыс емес" жайласқан атомлардың саны артады хәм 450°C да толық тәртіпсизлик орын алады: хәр бир түйинде бирдей итималлықта Cu ямаса Zn атомын табыуға болады (яғный барлық түйинлер эквивалент болады, 16-*б* сүүрет). Усы температурада кристалдың симметриясы өзгереді: оның Бравэ пәнжереси әпиұайы кублық пәнжеренен көлемде орайласқан пәнжереге айланады.

Жоқарыда қаралған еки мысалда да тәртіпсиз халға өтиу екинши әўлад фазалық өтиу жолы менен әмелге асады. Белгили бир температурада толық жоғалғанша тартиплилик дәрежеси үзликсиз кемейеди. Сол температура фазалық өтиу нокаты болып табылады.

Бирақ тәртіпсиз халға өтиудің усындай усылы бирден бир қәде болып табылмайды: бұндай өтиу әдеттеги фазалық өтиулердегидей секирмели түрде де әмелге асыуы мүмкін. Бұндай жағдайларда кристалдағы атомлардың тәртіплескен орналасыулары температура жоқарылағанда дәслеп киши дәрежеде бузылады, ал

белгили бир температурада кристал секирмели түрде атомлары араласып кеткен толық тәртипсиз ғалға өтеди. Мысалы, ұсындай өтиў Cu_3Au қуймасында 390°C да бақланады. Оның тәртипсиз фазасында Cu менен Au атомлары қапталда орайласқан пәнжерениң барлық түйинлери бойынша араласып жайласқан, ал тәртиплескен фазада Au атомлары қутышаның төбелериндеги, ал Cu атомлары қапталларының орайларындағы орынларды ийелейди.

§ 75. Сұйық кристаллар

Затлар кристаллық ҳәм изотроп сұйық ғаллардан басқа *сұйық кристаллық* деп аталатуғын ғалда да бола алады. Өзиниң механикалық қәсийетлери бойынша затлар бұл ғалда сұйықлыққа ұқсас: олар аққышлық қәсийетке ийе, кала берсе сұйық кристаллар арасында жеңил қозғалатуғын (киши жабысқақлыққа ийе) ҳәм аўыр қозғалатуғынлары да (үлкен жабысқақлыққа ийе) бар. Соның менен бир ўақытта бұл сұйықлықлар әдеттеги сұйықлықлардан анизотропиясы менен айрылады. Анизотропия оптикалық қәсийетлерде айқын көринеди.

Сұйық кристаллық ғал ұзын формаға ийе үлкен молекулалары бар құрамалы органикалық затларда бақланады. Олардың ушырасыўы онша сийрек емес: ҳәр бир еки жүзинши органикалық зат сұйық кристалды пайда етеди.

Көринип тұрғанындай сұйық кристаллық ғалдың физикалық тәбияты төмендегидей. Әдеттеги сұйықлықта молекулалардың бир бирине салыстырғандағы орналасыўы ҳәм ориентациялары пүткиллей хаотик. Басқа сөз бенен айтқанда молекулалар өзлериниң жыллылық қозғалысында хаотик илгерилемели қозғалғанындай хаотик айланбалы да қозғалады. Ал сұйық кристалларда болса молекулалар тутасы менен кеңисликте тәртипсиз жайласатуғын болса да, олардың өз-ара ориентациясы тәртиплескен болады. Басқа сөз бенен айтқанда молекулалардың тек жыллылық илгерилемели қозғалыслары тәртипсиз, ал олардың айланыўлары тәртиплескен. Бундай структураны әпиўайы ҳәм көргизбели түрде таяқша тәризли молекулалардан тұрады деп қараўға болады. Бундай молекулалар бир бирине салыстырғанда ықтыярлы, бирақ бир бирине параллел түрде жайласады. Бундай молекулаларда илгерлемели қозғалыс мүмкиншилиги болғанлықтан зат сұйықлыққа тән болған аққышлық қәсийетине ийе болады. Молекулалардың тәртиплескен ориентациясы болса заттың анизотропиясын тәмийинлейди. Сонлықтан заттың қәсийетлери таяқша тәризли молекулалардың ориентациясы бағытында басқа бағытларға қарағанда басқаша болатуғынлығы өз-өзинен түсиникли.

Әдетте затлар сұйық кристаллық ғалда "монокристал" болып табылмайды, ал бир бирине салыстырғанда ҳәр қыйлы болып ориентацияланған тамшы тәризли сұйық кристаллардан туратуғын "поликристаллық" агрегат болып табылады. Усының себебинен сұйық кристаллық зат әдеттеги жағдайларда гүңгирт түрге ийе болады. Бұл ҳәр қыйлы тамшылардың шегараларында жақтылықтың тәртипсиз шашыраўының салдарынан жүзеге келеди. Базы бир жағдайларда күшли электр ямаса магнит маданларының тәсиринде барлық тамшылардың бирдей оринетацияға келиўин болдырыў мүмкин. Нәтийжеде мөлдир сұйық "монокристал" алынады.

Егер сұйық кристалды бұл кристал араласпайтуғын қандай да бір сұйықтыққа қуйсақ, онда айырым сұйық кристаллық тамшылар базы бір жағдайларда сфералық, базы бір жағдайларда айқын көриніп тұратуғын мүйешлері хәм тәреплері бар реңлі көп мүйешліклердің формаларындай формаларға ийе болады.

Сұйық кристаллық халда жасай алатуғын затлар әдеттегідей қатты кристаллық хәм изотроптық сұйық фазаларға да ийе болады. Бұндай жағдайлардағы фазалардың пайда болуының ізбе-излиги мынадай: төменгі температураларда зат қатты кристаллық халда болады, температура жоқарылағанда зат сұйық кристаллық халға өтеді, ал температураның бұннан кейінгі жоқарылауында әдеттегі сұйықтық пайда болады. Көп затлар бір неше сұйық кристаллық модификацияларда тұра алады. Басқа фазалық өтүүлдердей сұйық кристаллық фазалардың бір бирине ямаса басқа фазаларға өтүүі анық бір температураларда жыллылықтың жутылуы ямаса шығарылуы менен жүреді.

Х БАП

ЕРИТПЕЛЕР

§ 77. Ериушілік

Еритпе деп айтқанда екі ямаса бір неше затлардың ұсы затлардың молекулалар қаддиндегі араласпасын түсінеди. Бұндай жағдайларда хәр қыйлы затлардың араласпадағы салыстырмалы мұғдары кең шеклерде өзгеріуі мүмкін. Егер араласпадағы базы бір заттың мұғдары басқа затлардың мұғдарынан көп болса, онда сол затты ериткіш, ал қалған затларды еріген затлар деп атаймыз.

Еритпенің курамы концентрация менен тәрийипленеди. Концентрация аралыспандағы затлардың мұғдарлары арасындағы қатнасқа тең (араласпаның кураушысы ямаса компонентасы деп те атайды) хәм оның хәр қыйлы ұсыллар менен анықланыуы мүмкін. Физикалық көз-қарастан ең көргізбелірегі молекулалар санлары арасындағы қатнас болған моллик концентрация болып табылады (ямаса моллерде алынған мұғдарлар арасындағы қатнас). Соның менен бирге салмақтық, көлемлік хәм басқа да катнаслардан да пайдаланады.

Ериу процессі жыллылықтың шығарылуы ямаса жутылуы менен жүреді. Бұл жыллылықтың мұғдары еріген заттың да, еритіушінің де мұғдарына байланысly.

Ериу жыллылығы деп заттың бір грамм-молекуласы үлкен мұғдардағы ериткіште (еріуші заттың ендигі грамм-молекуласы ерігенде жыллылық эффектинің өзгермеуі керек) ерігендегі бөліп шығарылған ямаса жутылған жыллылықтың мұғдарына айтамыз. Масылы күкірт кислотасының (H_2SO_4) сұудағы ериу жыллылығы $+75\,000$ дж (плюс белгиси жыллылықтың бөлініп шығатуғынлығын аңлатады), нашатырдың (NH_4Cl) ериу жыллылығы $-16\,500$ дж ға (минус белгиси жыллылықтың жутылатуғынлығын аңлатады) тең.

Екі заттың бір бирінде еригішлігі әдетте белгилі бір шеклерге ийе: еритіушінің берілген мұғдарында тек белгилі бір мұғдардан көп болмаған ериуші заттың ериуі мүмкін. Ериуші заттың мұғдары ең көп болған еритпе

тойынған еритпе деп аталады. Егер усындай еритпеге заттың базы бир мұғдарын және қоссақ, онда ол еримейди. Сонлықтан тойынған еритпени таза ериуші зат пенен жыллылық тең салмақтығында тұрған еритпе деп атауға болады.

Тойынған еритпениң концентрациясы берилген заттың берилген ериткиштеги ериу қабилетлигин тәрийиплейди, оны берилген заттың *еригишлиги* деп те атайды.

Улыұма айтқанда еригишлик температураға ғәрезли. Ле Шаталье принципи бұл ғәрезлиликтің бағытын ериу жыллылығының белгиси менен байланыстыруға мүмкиншилик береді.

Мейли ериу жыллылықтың жутылыуы менен жүрсин (мысалы сұйдағы нашатырдың ериуі). Еле еримеген нашатыр менен тең салмақтықта тұрған нашатырдың еритпесине ийе болайық. Егер бұл системаны кыздырсақ, ол тең салмақтық қалынан шығады. Бундай жағдайда системада ұсы системаны тең салмақтық қалдан шығаруға бағдарланған процесслер басланады (қыздыру). Бундай жағдайда нашатырдың еригишлиги жыллылықтың жутылыуы менен қосымша еригишликтің пайда болатуғындай болып үлкейеді.

Солай етип, егер ериу жыллылықтың жутылыуы менен жүретуғын болса, онда еригишлик температураның өсиуі менен жоқарылайды. Керисинше, егер еригенде жыллылық жутылатуғын болса, онда температураның жоқарылауы еригишликти кемейтеді.

Газдың сұйықтықтағы ериуі әдетте көлемнің киширейіуі менен жүреді: ериптениң көлеми ериткиш пенен ериуші газдың дәлепки көлемлеринен әдеуір киши болады (мысалы азот молекулаларының бир моли көп мұғдардағы сұйда өжире температураларында хәм атмосфералық басымларда еригенде бұл сұйықтықтың көлеминің 40 см^3 қа ғана үлкейіуіне алып келеді, ал ериген газдың көлеми болса $22\,400 \text{ см}^3$ ка тең). Ле Шаталье принципи бойынша басымның өсиуі менен (берилген температурада) сұйықтықтың бетинде тұрған газдың сұйықтықтағы еригишлиги үлкейеді.

Газдың еригишлигинің оның басымына ғәрезлилигинің характерин газдың аззи еритпелери үшін аңсат табыуға болады [Аззи (ямаса сұйылтылған) еритпе деп еритилген заттың молекулаларының саны ериткиштиң молекулаларының санына салыстырғанда киши болған жағдайларда айтады]. Бундай жағдайлардағы газ бенен оның тойынған еритпеси арасындағы жыллылық тең салмақтығы өзинің молекулалық тябияты бойынша *қозғалмалы* характерге ийе болатуғынлығынан пайдаланамыз. Бұл тең салмақтық орнағаннан кейин де газдың еритпеге ямаса қарама-карсы бағыттағы өтиуінің сақланып қалатуғынлығын билдиреди. Бирақ газден еритпеге (1 сек ўакыт ишиндеги) еритпеге хәм еритпеден газге өтетуғын молекулалардың мұғдары бирдей болады. Сұйықтыққа келип ерийтуғын газ молекулаларының саны (1 сек ўакыт ишиндеги) газ молекулаларының сұйықтық бетине келип урылыяының жийилигине пропорционал болады. Өз гезегинде бұл сан (берилген температурадағы) газдың тығызлығына хәм сонлықтан басымына пропорционал. Тап сол сыяқлы еритпени таслап кететуғын газ молекулаларының саны оның концентрациясына пропорционал. Сонлықтан еки санның таңлигинен тойынған еритпениң концентрациясының (яғный газдың еригишлигинің) еритпе

үстіндегі газдың басымына пропорционал екенлігі келип шығады (*Генри нызамы*).

Бұл нызамның тек әззи еритпелер үшін ғана дұрыс екенлігін ұмытпау керек (қарама-қарсы жағдайларда жоқарыда кетлирилген таллауымыз дұрыс емес болып шығады: еритпадағы молекулалардың бір бири менен тәсирлесіуінің салдарынан еритпени таслап кетип атырған молекулалардың санын концентрацияға пропорционал деп айтыуға болмайды). Сонлықтан (мысалы) Генри нызамы сұйда жаман ерийтуғын кислород пенен азот үшін дұрыс, ал сұйда жақсы ерийтуғын углекислота менен аммиак үшін дұлыс болмайды.

Басым көпшилик жағдайларда газлер еригенде жыллылық бөлинип шығады. Бұл молекулалар әззи тәсирлесетуғын областтан (газден) ериткиш молекулалары менен күшли тәсирлесіу орын алатуғын орталыққа өтиуінің тәбийий нәтийжеси болып табылады. Усыған байланысly газлердің сұйықлықлардағы еригиншлиги (берилген басымда) температураның жоқарылауы менен төменлейди.

§ 78. Сұйықлықлардың араласыпалары

Молекулалары арасындағы тәсирлесіулер жүдә әззи болатуғындай дәрежеде сийреклескен затлар бір бири менен еркин араласады. Бундай жағдай орын алғанлықтан барлық газлер бір бири менен қәлеген мұғдарда араласады деп есаплауға болады.

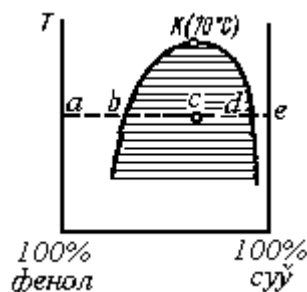
Сұйықлақлар араласқанда болса хәр қыйлы жағдайлардың орны алыуы мүмкин. Бір бири менен қәлеген мұғдарда араласытуғын сұйықлықлар бар (мысалы спирт пенен сұй). Басқа сұйықлықлардың бири бири менен араласыуы хәр қыйлы дәрежелерде шекленген. Мысалы сұй менен керосин бір бири менен пүткиллей араласпайды, өжире температуралардында сұйда эфирдің 8 % (салмағы бойынша) мұғдарында ғана ерийди хәм басқалар.

Сұйықлықлардың бір биринде ериу қәсийетлерин диаграмманың жәрдемінде сәулелендірген қолайлы. Бұл жағдайда абсцисса көшерине араласпаның концентрациясы c (мысалы салмақлық процентлерде), ал ордината көшерине температура (егер бизди берилген температурадағы еригишликтің басымға ғәрезлилиги қызықтыратуғын болса) қойылады.

1-сұйретте сұй менен фенолдың (C_6H_5OH) араласпасы үшін усындай диаграмма келтирилген. Вертикаллық көшерлердің бири сұйдың 0 процентине (яғный таза фенолға), екиншиси таза сұйға сәйкес келеди.

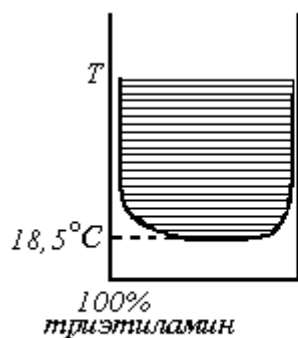
Диаграманың штрихланбаған областларының барлық ноқатлары еки компонентаның бір текли араласпасына сәйкес келеди, ал штрихланған областты шеклеуши иймеклик болса, олардың араласыу шеклерин анықлайды. Мысалы, ае горизонталлық туюрысына сәйкес келиуши температурада b ноқаты сұйдың фенолдағы ериуінің шегине, ал d ноқаты фенолдың сұйдағы ериуінің шегине сәйкес келеди. Егер штрихланған областтың ишинде жатқан қандай да бір c ноқатына сәйкес келетуғындай етип сұй менен фенолды араластырсақ, онда сұйықтың еки қатламға айрылыуы орын алады. Бұл қатламлардың бири екиншисинің астында жатады (тығызырығы төменинде, тығызлығы төмени жоқарысында). Бір бири менен тең салмақлықта тұрған бұл еки сұйық қатлам хәр

қыйлы еки фаза болып табылады. Олырдың бириншиси сүүдың фенолдағы тойынған еритпеси (b ноқаты менен сүүретленген), ал екіншиси фенолдың сүүдағы тойынған еритпеси (d ноқаты) болып табылады. Бундай жағдайда да еки фазаның муғдарының рычаг қағыйдасы менен анықланатуғынлығын аңсат көрсетіуіге болады (тап сондай жағдай 66-параграфта суйықлық хәм пуў ушын көрсетлген еди). Бул муғдарлардың шамасы cb хәм cd кесиндилериниң узынлығына кері пропорционал.

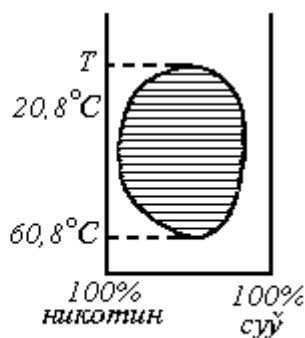


1-сүүрет

Егер температураның жоқарылауы менен еки суйықлықтың бир биринде ериуі жоқарылайтуғын болса, онда олардың араласыуының шексиз үлкен болатуғын моменти жүзеге келеди. Бундай жағдай (мысалы) сүү менен фенолда 70°C дан жоқары температурада басланады. Бундай температурада бул еки суйықлық бир биринде ықтыярлы түрде араласа алады. Температураның бул шегин *араласыудың критикалық температурасы*, ал фазалық диаграммадағы сәйкес К ноқатын (1-сүүрет) *араласыудың критикалық ноқаты* деп аталады. Бул ноқат өзиниң қасиетлери менен суйықлық пенен газдың тең салмақлығы ушын критикалық ноқатқа уқсас.



2-сүүрет



3-сүүрет

Критикалық ноқат еки суйықлықтың шекли араласыу областының ең төменги ноқаты болатуғын жағдайлар да орын алады. Усындай қасиетке сүү менен триэтиламин $[N(C_2H_5)_3]$ ийе. Бул еки суйықлық белгили бир критикалық ноқаттан төменги температураларда ғана ықтыярлы муғдарда араласады (2-сүүрет). Ал базы бир жағдайларда еки критикалық температура орын алады – жоқарыдағы хәм төменги. Бул еки ноқат арасында еки суйықлықтың бир биринде ериуі шекли. Усындай аўхалға мысал ретинде сүү менен никотинниң араласпасын көрсетіу мүмкин (3-сүүрет).

§ 79. Қатты еритпелер

Базы бир затлар бир бири менен аралас кристалларды пайда етиў қәсийетине ийе. Бундай кристалларда биринши заттың да, екинши заттың да атомлары болады. Бундай аралас кристалларды *қатты еритпелер* деп атайды. Қатты еритпелерди пайда етиў қәбилетлилик әсиресе металлар (құймалар) арасында жийи ушырасады.

Биз аралас кристалларды қатты еритпелер түрінде айтатуғын болсақ кристаллардың құрамының үлкен интервалларда өзгере алатуғынлығын нәзерде тутамыз. Усы өзгешелиги менен олар құрамы анық болған "химиялық бирикпелер" болып табылатуғын кристаллардан айрылады. Соның менен бирге қатты еритпениң кристаллық құрылысы оның құраушыларының биринің құрылысы менен байланысly, ал химиялық бирикпеге өзине тән құрылыс болады.

Қатты еритпелердің басым көпшилиги *алмастырыў типине* жатады. Бундай еритпе кристаллық пәнжередеги бир заттың атомларын екинши заттың атомлары менен алмастырыў жолы менен алынады. Бундай алмастырыўдың кристалға киритилетуғын заттың атомларының өлшемлери кристалдағы атомлардың өлшемлери менен шама менен бирдей болғанда мүмкин екенлиги тәбийий. Алмастырыў типіндеги еритпелерге металлық құймалардың көпшилиги киреди. Хәтте құйманың құраушылары арасындағы шексиз еригишлик аўхалы да орын алады (мысалы мыс пенен алтынның құймасы). Буның ушын еки құраушы да бирдей типтеги кристаллық пәнжерге ийе болыўы керек.

Аўмастырыў типіндеги қатты еритпелери тек элементлер тәрәпинен емес, ал химиялық бирикпелер менен де пайда етилиўи мүмкин. Бундай жағдайда бул кубылыс *изоморфизм* деп аталады. Бундай аралас кристалларда затлардың биреўиниң атомлары басқа бирикпенең құрамына киретуғын атомлар тәрәпинен алмастырылған.

Қатты еритпениң пайда болыўы ушын еки бирикпениң де химиялық жакынлығының болыаы шәрт емес. Бирақ еки заттың да молекулалық құрылысының бирдей типте болыўы керек. Сонлықтан химиялық жақтан ұқсас изоморф затлар (мысалы ZnSO_4 хәм MgSO_4) менен бир қатар химиялық жақтан жүдә ұқсас болмаған затлардың изоморфлық жуплары ушырасады: BaSO_4 хәм KMnO_4 , PbS хәм NaBr хәм басқалар.

Изоморфизм ушын молекулалық құрылыстың бир типлиги менен бир қатар кристаллық пәнжерелердің бир типлиги менен олардың өлшемлериниң жақынлығы да зәрүрли. Өлшемлердің туткан орны KCl , KBr , KI бирикпелериниң мысалында айкын көринеди. Олардың барлығы да бирдей типтеги пәнжерге ийе (NaCl типіндеги), бирақ қоңысылас атомлар арасындағы қашықлықлар хәр қыйлы (сәйкес 3,14; 3,29 хәм 3,52 Å). KCl менен KBr дағы салыстырмалы үлкен емес айырманың орын алыўының салдарынан бул бирикпелер қәлеген құрамдағы еритпени пайда ете алады. Ал KCl менен KI арасындағы үлкенирек айырма олардың бир биринде ериўине шек қояды. Өлшемлердеги оннан да үлкен айырма изоморфизмди пүткиллей болдырмайды.

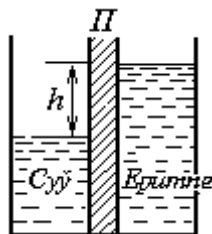
Қатты еритпелердең баска тип *ендириў типіндеги* еритпелер болып табылады. Бунда йкристалларда ериген заттың атомлары еритиўши заттың атомлары арасына киреди хәм оларды жылыстырады. Баска сөз бенен айтқанда олар таза ериткиште ийеленбеген орынларды ийелейди. Әлбетте бундай еритпелер

еріуші заттың атомларының өлшемлери ериткиштиң атомларынан әдеуір киши болғанда ғана пайда болады.

Ендириу типіндеги қатты еритпелерди базы бир металлдарда водород, азот хәм углерод пайда етеди. Мысалы углерод жоқары температураларда ү-темир деп аталыушы кублық тығыз жайласқан темирдің модификациясында ерий алады. Алынған еритпеде (бұл еритпени аустенит деп атайды) углерод атомлары темир атомлары кублық қуышалардың төбелерінде хәм қаптал бетлериниң орайында, ал ериген углерод атомлары болса кристаллық қуышалардың қабырғаларының ортасында жайласады. Усындай орынлардың (қуышалардың қабырғаларының орталарының) 10 процентине шекем углерод атомлары менен толыуы мүмкин.

§ 80. Осмослық басым

Егер концентрациясы хәр қыйлы болған еки еритпе тесикшелери бар өткел арқалы бир биринен ажыратылған болса ериткиш те, ериген зат та ұсы өткел арқалы пүткиллей араласып кеткенше өтеди. Бирақ сайлап алыушылық қәсийетке ийе да өткеллер бар. Бундай өткеллер бир затты өткереди, ал екинши затты өткермейди. Бундай өткеллерди *ярым сиңиргиш* өткеллер деп атайды. Бундай өткеллерге өсимликлерден ямаса хайуанлардан алынатуғын перде тәризли материаллар, тесикшелерінде мыстың ферроцианиди $[\text{Cu}_2\text{Fe}(\text{CN})_6]$ пленкасы бар ылай ямаса фарфор хәм басқалар киреди. Олардың барлығы да сұуды өткереди, ал басқа затларды ирkip қалады. Усындай өткел арқалы ериткиштиң өтиуин *осмос* деп атайды.



4-сұурет

Егер еки ыдыс (бирейінде таза сұу еикншисінде қанттың сұудағы еритпеси болсын) ярым өткизгиш өткел менен ажыратылған болса (4-сұуреттеги П) сұу еритпе бар ыдысқа карай өте баслайды. Бұл жағдай еритпениң өзине ериткишти тартып атырғанына сәйкес келеди. Бұл қубылыс сұу менен еритпенаң қәддилери арасында белгили бир айырма пайда болғанша дауам етеди.

Енди еки ыдыстағы басымлар бирдей болмайды. Енди еритпе бар ыдыста артық басым пайда болады. Бұл артық басымды *осмослық басым* деп атайды.

Бұл қубылыстың пайда болыуын аңсат түсиниўге болады. Ярым өткизгиш өткел арқалы тек сұу өтетуғын болғанлықтан еки ыдыстағы суйықтықтың тең салмақтығы өткелдің еки тәрeпиндеги толық басымлардың теңлигин талап етпейди. Турпайы түрде айтқанда таза сұуы бар ыдыстағы басым еритпе бар ыдыстағы сұу тәрeпинен өткелге түсирилетуғын басымға тең болыуы керек. Демек бир ыдыстағы басым менен екинши ыдыстығы басымлар айырмасы тек ғана қант молекулалары тәрeпинен пайда етилетуғын басымға тең болады. Бұл басым еритпениң осмослық басымы деп аталады.

Егер еритпе хәлсиз болса ериген заттың молекулалары бир биринен алыста жайласады хәм сонлықтан бир бири менен хәлсиз тәсир етиседи (бирақ ериткиштиң молекулалары менен тәсир етисетуғынлығы анық). Усыған байланыслы хәлсиз еритпелердеги ериген заттың молекулалары идеал газ молекулаларына ұқсас болады. Буннан идеал газ бенен хәлсиз еритпелер арасындагы бир қанша ұқсаслықлар көринеди.

Идеал газдиң басымының $p = NkT/V$ формуласы менен анықланатуғынлығын билемиз. Хәлсиз еритпениң басымы $p_{осм}$ да соған сәйкес формула менен анықланады:

$$p_{осм} = \frac{nkT}{V}.$$

Бул жерде V аркалы еритпениң көлеми, n аркалы ериген заттың молекулалары саны белгиленген (Вант Гофф формуласы).

Қәлеген еритпениң осмослық басымының (берилген температура менен басымдағы) ериген бөлекшелердиң саны менен анықланатуғынлығын, ал сол бөлекшелердиң тәбиятына пүткиллей байланыссыз екенлигин атап өтемиз (идеал газдың басымының да оның тәбиятынан ғәрезсизлигиндей). Мысал ретинде төмендеги мағлыұматларды келтиремиз: концентрациясы $0,1 \text{ моль/л}$ болған еритпениң осмослық басымы $2,24 \text{ атм}$ ға тең. Ал теңиз сұйының да осмослық басымы шама менен $2,7 \text{ атм}$ ға тең.

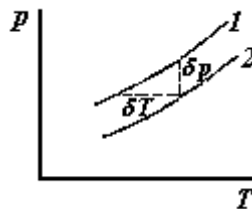
Егер бир ериткиштеги бир неше заттың еритпесине ийе болсақ, онда жоқарыда айтылғанларға байланыслы бундай еритпениң осмослық басымы ериген затлардың молекулаларының ұлыұмалық саны менен анықланады. Басқа сөз бенен айтқанда бул жағдайдағы осмослық басым ериген затлардың хәр қайсысының "парциаллық" осмослық басымларының қосындысына тең болады (газлер ушын Дальтон нызамына ұқсас жағдай орын алады). Бул жағдайдың еригенде ериўши заттың молекулалары бөлеклерге ыдырағанда (диссоциация орын алатуғын болғанда) ғана орын алатуғынлығын атап өтемиз (бул қубылыс ҳаққында 89-90 параграфларда гәп етиледі). Бундай еритпениң осмослық басымы тек ғана ериген заттың муғарына ғана емес, ал оның молекулаларының қандай дәрежеде ыдырағанлығына да байланыслы.

Хәлсиз еритпе менен идеал газ арасындағы ұқсаслық басқа да қубылысларды көринеди. Салмақ майданындағы ериген заттың молекулаларының бөлистирилиўи (тарқалыўы) 54-параграфтағы барометрлик формулаға сәйкес формула менен анықланады. Бул қубылысты аңсат бақлаўға болады. Бул жағдайда әдеттеги еритпениң орнына қандай да бир заттың суйықлық ишинде жүзип жүретуғын майда бөлекшелеринен туратуғын эмульсиядан пайдаланыў керек. Бул жағдайдағы бөлекшелердиң массалары айырым молекулалардың массаларынан әдеўир үлкен болғанлықтан олардың концентрациясының бийикликке байланыслы өзгериўи барометрлик формулаға сәйкес анық көринеди хәм бақлаў ушын аңсат болады [Әлбетте бундай жағдайда эмульсия бөлекшесиниң массасының орнына Архимед нызамы бойынша суйықлықтың қысып шығарыўының салдарынан кемейген массаны қойыў керек].

§ 81. Раул нызамы

Сұйықтық пұйға айланатынын берілген басым үшін белгили бир температураның бар екенлигин биз билемиз (қайнау нокаты). Енди сұйықтықта қандай да бир ұшпайтуғын зат еритилген болсын (яғный ериткиш пұйланып кеткенде де ұшпай калатуғын зат, мысалы сұйдағы қанттың еритпеси). Еритпениң қайнау нокаты таза ериткиштиң қайнау нокатынан өзгеше болады екен (тап сондай басымдағы).

Ле Шаталье принципи бойынша еригенде қайнау нокаты жоқарылайды деп жуумақ шығарыу аңсат. Пұйы менен тең салмақтықта тұрған канттың сұйдағы еритпесин қараймыз. Еритпеге канттың белгили бир мұғдарын қосамыз. Еритпениң концентрациясы өзгереді хәм система тең салмақтық халдан шығады. Бұл системада сыртқы тәсирди хәлсиретиуге қаратылған, яғный концентрациялы азайтыуға қаратылған процесслердинң басланыуы керек. Буның үшін пұйдың бир бөлиминиң сұйға концентрацияланыуы үшін қайнау температурасының жоқарылауы керек.



5-сұйрет

Диаграммада (р,Т-диаграммада) еритпениң қайнау нокатының жоқарылауы былай аңлатылады: еритпениң қайнау иймеклиги (5-сұйреттеги 2-иймеклик) таза ериткиштиң пұйланыу иймеклиги 1 ден оң тәрепке карай бираз ауысқан болады. Бирақ сұйретте 2-иймекликтің 1-иймекликтен төменде жайласатуғынлығы көринип тұр. Бұл еритпе үсиндеги ериткиштиң тойынған пұйының серпимлигииниң таза ериткиштиң пұйының серпимлигигинен төмен екенлигин билдиреди (сол температурадағы). Тойынған пұйдың басымының төменлеуі δp хәм еригендеги қайнау температурасының жоқарылауы δT диаграммада еки иймеклик арасындағы кесиндилер менен бериледи (сәйкес вертикаллық хәм горизонталлық кесиндилер).

Егер еритпе хәлсиз болса бұл өзгерислерди есаплайға болады (еритпени хәлсиз деп есаплаймыз).

4-сұйретте сәулелендирилген ярым өткізгіш дийуал арқалы бөлінген таза сұй менен еритпе арасындағы тең салмақтықты қараймыз. Приборымыз толығы менен сұйдың тойынған пұйы толған жабық кенисликте жайласқан деп есаплаймыз. Салмақ майданында бийикликке байланыссыз кемейетуғын болғанлықтан еритпе үстиндеги пұйдың серпимлиги ыдыстағы таза сұй үстиндеги тойынған пұйдың серпимлигигинен киши болады. Басымлар айырмасы δp бийиклиги h қа тең бағананың салмағына тең болады:

$$\delta p = \rho_p g h,$$

(ρ_p арқалы пұйдың тығызлығы белгиленген). Екинши тәрептен h бийиклиги еритпениң осмослық басымы $p_{осм}$ пенен анықланады: найдағы сұйықтықтың салмағы $p_{осм}$ басымын теңлестирип турады. Осмослық басым үшін формуладан мына катнасты аламыз:

$$\rho_c g h = p_{осм} = \frac{n k T}{V_c}.$$

Бұл жерде n арқалы 1 г заттағы еріген зат молекулаларының саны белгіленген. Бұндай жағдайда V_c болса сұйықтың салыстырмалы көлеми болып табылады, яғни $V_c = 1/\rho_c$. Бұннан $gh = nkT$ екенлігін табамыз және бұны δp үшін аңдатпаға қойып мынаны аламыз:

$$\delta p = \rho_n nkT = \frac{nkT}{V_n}.$$

Ең кейинде пұды идеал газ сыпатында қарап оның салыстырмалы көлеми үшін $V_n = NkT/p$ аңлатпасын аламыз, бұл жерде N арқалы 1 г пұдағы ямаса 1 г сұйдағы (екеуінің де бірдей екенлігіне итибар береміз) молекулалар саны. Нәтижеде мынаны аламыз:

$$\frac{\delta p}{p} = \frac{n}{N}.$$

Бұл биз ізлеп атырған формула болып табылады: пұдың серпимлигиінің салыстырмалы киширейіуі еритпенің колекулалаық концентрациясына тең (яғни еріген заттың молекулалары санының ериткиштиң молекулаларының санына қатнасына тең). Бұл тастыйықлау *Раул нызамы* деп аталады. Биз еритпе үстиндегі пұдың серпимлигиің өзгерисинің ериткиш пенен еріген заттың қасиетлеринен ғарезсиз және тек олардың молекулаларының санына байланыслы екенлігін көреміз.

Бұндай қасиет кайнау температурасының жоқарылауы δT ға тийисли емес. Бұны δp және δT шамалары бир бири менен

$$\delta p = \frac{dp}{dT} \delta T$$

түріндегі формула менен байланыслы екенлігін еске түсіріу арқалы аңсат табыуға болады.

$$\frac{dp}{dT} = \frac{qp}{RT^2}$$

Клапейрон-Клаузиус формуласынан пайдаланып (q арқалы моллик пұланыу жыллылығы белгіленген, 68-параграфты қараңыз)

$$\delta T = \frac{RT^2}{qp} \delta p$$

аңлатпасын аламыз. Бұл аңлатпаға $\delta p/p = n/N$ ди қойып ақырғы

$$\delta T = \frac{RT^2 n}{qN}$$

формуласына ийе боламыз.

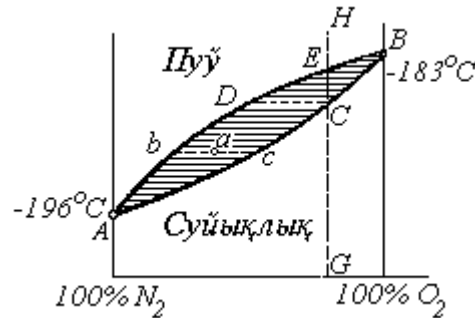
Еріу сұйықтың қатыу ноқатына да тәсир етеди. Жүдә көп жағдайларда риген зат қатты фазаға өтпейди, яғни еритпеден таза ериткиш қатады. Пұланғанға Ле Шаталье принципін қолланған жағдайдағыдай жағдай алынады: еріу қатыу ноқатын төменлетеди. Жоқарыда алынған қайнау ноқатының өзгериси δT үшін алынған формула қатыуға да дұрыс болып шығады. Бұндай жағдайда бұл формуладағы q ериткиштиң еріуінің моллик жыллылығы болып табылады.

Қатыу температурасының төменлеуін молекулалық салмақты анықлау үшін пайдаланады (*криоскопиялық усул*). Изертлениуши заттың базы бир мұғдарын еритип δT ны анықлайды. Бұннан кейін жоқарыда келтирилген формула бойынша еріген молекулалардың саны, ал оннан кейін молекулалық салмақ анықланады.

Тап усындай жоллар менен қайнаў температурасының жоқарылауын пайдаланып та молекулалық салмақты анықлау мүмкін.

§ 82. Сұйықтықтардың араласпасының қайнауы

Еки сұйықтықтың араласпасы қайнағанда араласпаның еки құраушысы да пұй халына өтеди. Сонлықтан бұл жағдайда екеуи де араласпадан тұратуғын сұйық хәм газ тәризли фазалардың тең салмақтығына ийе боламыз. Усындай жағдайларда пайда болатуғын кубылысты көргизбелірек түрде хал диаграммасының жәрдеминде сәулендириу мүмкін.



6-сұйрет

Бундай диаграммалардың бир көшерине араласпаның концентрациясы c , ал екинши координатаға температура T ямаса басым p қойылады. Анықтық үшін биз басымның белгили бир мәнисине сәйкес келиуши c , T диаграммасы хаққында айтамыз.

Сұйық араласпаның қайнауы үшін фазалық диаграммалардың хәр қыйлы типлери бар. Биз бұл жерде сұйық халда ықтыярлы пропорцияларда араласа алатуғын затларға тийисли болған диаграмманы қараймыз.

Биринши мысал ретинде сұйық кислород пенен азоттың араласпасын караймыз (6-сұйрет). Диаграммадағы вертикаллық туурылардың бири таза кислородқа, ал екиншиси таза азотқа тийисли. Олар арасында аралықтық концентрациялардың барлығы да бар.

Жоқарғы иймекликтің жоқарысындағы область жоқары температуралы фазаға (яғный газ тәризли араласпаға), ал төменги иймекликтің төмениндеги область сұйық араласпаның халларына тийисли. Еки иймеклик арасындағы штрихланған область сұйықтықтың пұйы менен тең салмақтығына сәйкес келеди. Қала берсе тең салмақтықта тұрған сұйықтық пенен пұйдың тең салмақтығы берилген ноқат арқалы горизонт бағытында жүргизилген туурының диаграмманың еки иймекликлери менен кесилиу ноқаты менен анықланады. Мысалы a ноқатында құрамы b ноқатының абсциссасы менен анықланатуғын газ хәм құрамы c ноқаты менен сәулененетуғын сұйықтық тең салмақтықта турады. Бұл ноқаттағы газ бенен сұйықтықтың салыстырмалы мұғдарлары ab хәм ac кесиндилерине кери пропорциолнал. Диаграмманың жоқарғы иймеклиги (ADB) пұй иймеклиги, ал төменги иймеклик (ACB) сұйықтық иймеклиги деп аталады. Усындай типтеги хал диаграммасын "сигара" жеп жийи атайды.

A хәм B ноқатлары таза азот пенен таза кислородтың қайнау температуралары болып табылады. Мейли бизде 6-сұйреттеги GH вертикалына сәйкес келиуши

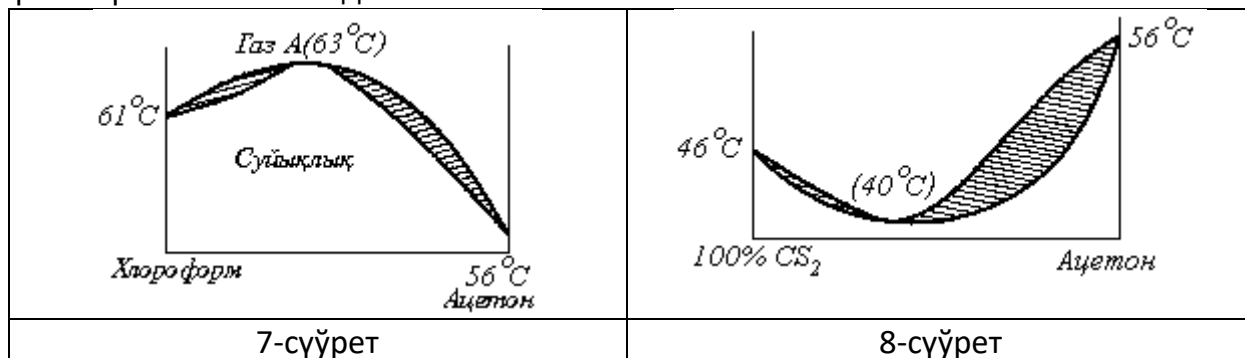
құрамдағы араласпа болсын. Қыздырыу барысында арласпаның халы C нокатына жеткенिमизше GH вертикалы бойынша өзгереді. Усы температурада сұйықтың қайнауы басланады. Бирақ қайнап кетиуші пұдың құрамы сұйықтың құрамынан өзгеше болады. Атап айтқанда усы температурада сұйықтық пенен тең салмақтықта тұратуғын пұ қайнайды (бул пұдың концентрациясы D нокаты менен анықланады). Солай етип сұйықтықтан азоттың концентрациясы жоқары болған пұ қайнап шығады. Усыған сәйкес сұйықтың құрамы кислородтың концентрациясы үлкен болған тәрепке карай жылысады. Демек қыздырыу дауам етилгенде сұйықтың халын сәулелендириуші нокат жоқары карай CB иймеклиги бойынша жылысады. Қайнап шығушы пұ болса жоқары қарай DB иймеклиги бойынша жылжытуғын нокат жәрдеминде сәулелендириледі.

Биз арласпаның тұрақты емес температурада қайнайтуғынлығын көремиз (таза сұйықтық болса белгили бир температурада қайнайды). Қайнаудың тамам болуы моменти қайнау жүретуғын шараятларға байланысly. Егер қайнап шыққан пұ сұйықтық пенен тийисип тұратуғын болса сұйықтық пенен пұдың қосынды құрамы тұрақты болып қалады. Басқа сөз бенен айтқанда сұйықтық+пұ системасының халы барлық уақытта GH түүрысының бойындағы нокатлар менен бериледи. Бул жерде биз C нокатында басланған қайнаудың GH түүрысының "сигараның" жоқарғы иймеклигинің E нокатындағы температурада тамам болатуғынлығын көремиз.

Егер қайнау ашық ыдыста жүретуғын хәм пұ сыртқа шығатуғын болса, онда сұйықтық пенен тек сол уақытта қайнап шығатуғын пұ тең салмақтықта тұрады. Ең соңғы қайнап шыққан пұдың порциясы қайнап атырған сұйықтың құрамындай құрамға ийе болады. Бул қайнаудың сұйықтық пенен пұдың құрамлары бирдей болған нокатта (яғный B нокатында) тамам болатуғынлығын билдиреди.

Тап ұсындай қубылыслар пұдың сұйықтыққа конденсацияланыуында да орын алады.

Хлороформ менен ацетонның араласпасы хал диаграммасының басқа типине ийе (7-сүүрет). Дәселпки келтирилген хал диаграммасының типинен айырма соннан ибарат, бул жағдайда еки иймеклик те A максимум нокатына ийе болады. Бул жерде де иймекликлер арасындағы область сұйықтық пенен пұдың тең салмақтығына, ал иймекликлердің үстиндеги хәм астындағы областлар газ тәризли хәм сұйық фазаларға сәйкес келеди.



Қайнау менен конденсация жоқарыда келтирилген жағдайға сайкес өтеди. Ашық ыдыстағы қайнауда сұйықтық пенен пұдың халын тәрийиплеуші нокатлар еки иймеклик бойынша жоқарыға карай жылжыйды. Бирақ бул жағдайда нокатлар

таза құраушалырдың биринің қайнау нұқатында емес, ал сол иймекликлердің бир бири менен тийисиі нұқаты болған А нұқатында тоқтайды. Бул нұқатта сұйықлық пенен пұдың құрамлары бирдей. Сонлықтан А нұқатына сәйкес келиуші құрамдағы араласпа (бундай араласпаны *азеотропиялық араласпа* деп атайды) таза зат сыяқлы тұрақлы температурада толығы менен қайнап кетеди.

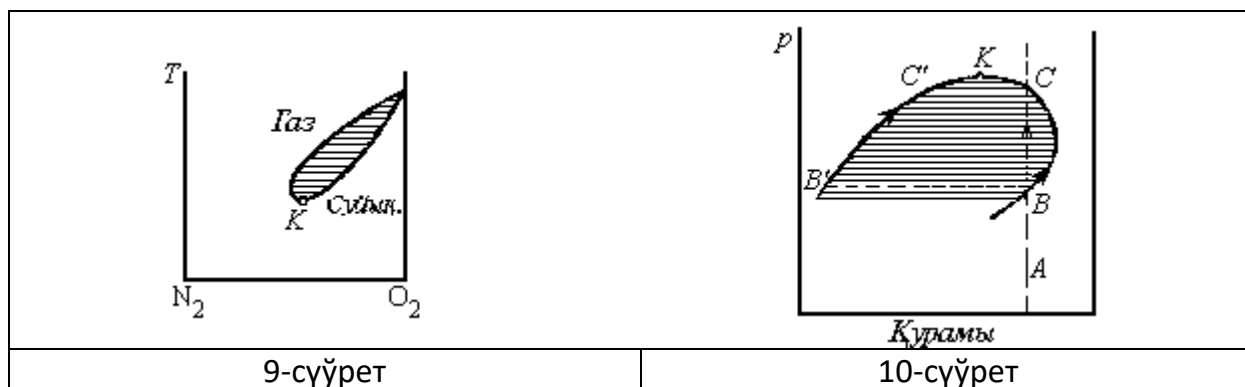
8-сұйретте иймекликлери максимумға емес, ал минимумға ийе хал диаграммасының типі келтирилген. Мысал ретінде ацетон менен күкіртлі углеродтың араласпасы жағдайында алынатуғын бундай диаграмма 8-сұйретте келтирилген.

Жоқарыда тәрийипленген құбылыстар амелде хәр қыйлы араласпалардың құраушыларын бир биринен айырыу үшін кең түрде пайдаланылады. *Фракционластырылған айдау* деп аталатуғын ұсылдың идеясы сұйықлықтан қайнап шыққан пұдың араласпасының биринші порцияларын (фракцияларын) жыйнаудан хәм конденсациясынан ибарат. Мысалы спирт пенен сұдың араласпасы қайнағанда дәслеп пұдың құрамында жеңил қайнайтуғын спирт сұйықтың құрамына қарағанда көп болады. Бул пұдың биринші порцияларын қайтадан конденсациялап, алынған сұйықты қайтадан қайнатады. Усындай жоллар менен спиртті сұдан әдеуір айырыу мүмкін. 6-сұйретте көрсетилген хал диаграммасы жағдайында процессти көп рет қайталап принципінде араласпаның құраушыларын бир биринен пүткиллей айырып алыу мүмкін. Ал 7- хәм 8-сұйретлерде көрсетилген хал диаграммалары орын алатуғын жағдайларда толық айырыудың орын алыуы мүмкін емес. Бул жағдайларда араласпының дәслепкі құрамына байланысly тек азеотроплық араласпаны бөліп алыу мүмкін. Бул жағдайға жоқарыда еслетип өтилген спирт пенен сұдың араласпасы жатады. Бундай араласпаның қайнау температурасының ең киші мәнісі спирттің 95,6 салмақлық процентіне сәйкес келеді. Фракционластырылған айдау арқалы спиртті буннан былай тазалау мүмкін емес.

§ 83. Кери конденсация

Таза затлардағы сұйықлық-газ өтиуі үшін критикалық нұқаттың болыуы араласпаларда да критикалық құбылыстардың орын алыуына алып келеді. Бул жағдайлардағы мүмкін болған барлық вариантларды талқыламай, бул құбылыстардың тек характерли айырмашылықтарын қарап өтеміз.

6-сұйретте көрсетилген кислород пенен азоттың араласпасы үшін хал диаграммасы 1 *атм* болған басым үшін дүзилген. Ал араласпаның таза құраушыларының бири үшін басым критикалық басымға жеткенге шекем (бул жағдайда дәслеп 33,5 *атм* басымда азот үшін алынады, ал кислород үшін 49,7 *атм*) диаграмма өзінің характерін сақлайды. Буннан кейін таза азотта фазаларға бөлину мүмкін емес болғанлықтан фазалық диаграммадағы сигараның вертикаллық көшерден 9-сұйретте көрсетилгендей болып "айрылыуының" керек екенлігі өз-өзінен түсиникли. Бул жерде де критикалық нұқаттың бар екенлігі сұйықлық пенен газ ортасында үзликсіз өтиудің мүмкіншилигін пайда етип, бул фазалар арасындағы айырма және де шәртлі характерге ийе болады.



Диаграммада критикалық нүктенің болуы газ араласпасының конденсациясында да біраз құбылыстардың жүзеге келуіне алып келеді. Бұл құбылыстарды p , c (температураның берілген мәніне сәйкес келуі) координаталарындағы хал диаграммасында иллюстрациялаймыз. Бұл жағдай сол құбылыстарды бақылаудың нақты шараяттарына сәйкес келеді.

10-сұйретте ұсынылған диаграмманың критикалық нүкте K ға жақын бөлігі сәулелендірілген (біз бұны бұрын келтірілген c , T диаграммаларында өзгешелігі сонан ібарат, бұл жағдайда газ тәрізді фазаға штрихланған аймақтың астындағы аймақ сәйкес келеді, бұл аймақ төменгі қысымдарға сәйкес келеді).

Құрамы AC вертикалына сәйкес келуі араласпаны қараймыз. Араласпаны изотермалық қысымның барысында B нүктесіне жеткенде B' фазасының пайда болуы менен конденсация басталады. Қысым өскенде сұйықтың мөлдірі дәлелі өскенде, бірақ кейін өскені кемейі менен алмасты. Сұйық (ұсы моментте C' нүктесі менен берілетуын сұйық) C нүктесіне жеткенде түгелдей жоғалады. Бұл құбылыс *кери конденсация* деп аталады.

§ 84. Сұйықтардың араласпасының қатысуы

Сұйық пен газдың фазалық диаграммаларындай сұйық пен қатты дененің де фазалық диаграммасын сұйрету мүмкін. Бұл жағдайда да біз абсцисса көшіне араласпаның концентрациясының (атомлық проценттерде), ал ордината көшіне температураның мәнісін қоямыз және қысымның белгісін бір мәнісін үшін диаграмманы жүземіз.

Егер екі зат бір бірі менен сұйық халда да, қатты халда да ықтырлы түрдегі мөлдірлерде араласа алатын болса, онда алынатын диаграмма 82-параграфта келтірілген сұйық пен газ үшін жүзілген хал диаграммадай болады. Мысалы күміс пен алтынның қоспасы 11-сұйретте көрсетілгендей фазалық диаграммаға ие болады. Ийемдіктердің жоғарысындағы аймақ екі металдың да сұйық фазасына, ал ийемдіктердің төменіндегі аймақ қатты қоспаға сәйкес келеді. Қоспаның еріу процессі 6-сұйретте келтірілген фазалық диаграммадай диаграммаға ие сұйық араласпаның қайнау процессіне ұқсас болады.

12-сұйретте көрсетілген висмут-кадмий системасы үшін көрсетілген фазалық диаграмма фазалық диаграмманың түгелдей басқа типіне жатады. Бұл системада екі қоспа да аралас кристалларды пайда етпейді және бұл қасиет ұсы системаның характерлі өзгешеліктерінің бірі болып табылады.

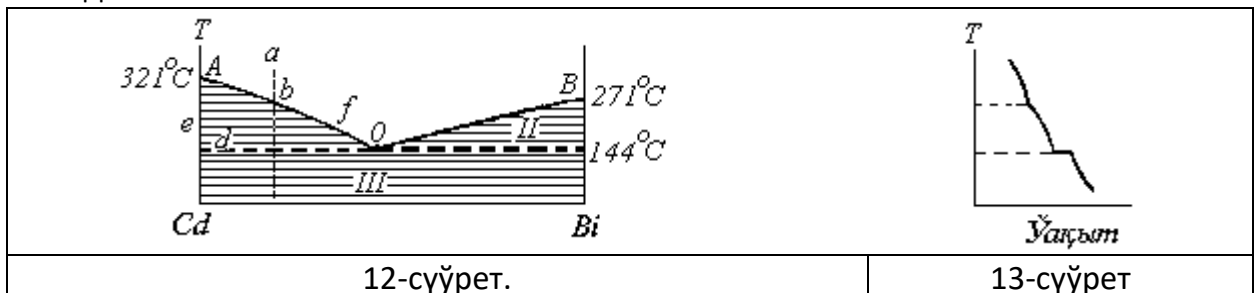


11-сүрет.

Штрихланбаған область сұйық араласпаға тийисли. Басқа барлық областлар ҳәр қыйлы фазаларға бөлиниў областлары болып табылады. I областта таза кадмийдің қатты кристаллары еки фаза (шеп тәрептеги вертикаллық көшер менен сәулелендирилиўши) ҳәм сұйық араласпа болып табылады (АО иймеклиги менен сәулелендирилген). Усы областтағы қандай да бир d ноқатында усы ноқат арқалы өтиўши ef туўрысының координата көшери менен (таза кадмий) ҳәм АО иймеклиги (сұйық араласпа) менен кесилиў ноқатылары менен сәулелендирилетуғын фазалар тең салмақтықта турады. Бул фазалардың муғдарлары de ҳәм df кесиндилериниң узынлықларына кери пропорционал. Тап сондай жағдайларда II областта сұйық еритпе менен (оның курамы $ОВ$ иймеклиги менен анықланады) тең салмақтықта туратуғын висмут қатты фаза болып табылады. III областында кадмий менен висмуттың қатты кристалларының араласпасы жайласады.

A ҳәм B ноқатлары таза кадмий менен висмуттың ериў ноқатлары болып табылады. AOB иймеклиги болса еки қураўшының да сұйық араласпасының қата баслаўының басы болып табылады.

Мысал ушын қурамы ab вертикалы менен анықланыўшы сұйық араласпаның қатыў процессин көремиз. Қатыў усы вертикалдың $АО$ иймеклиги менен кесилисиў b ноқатының температурасында басланады. Усының менен сұйықтықтан кадмий кристаллары бөлинип шыға баслайды. Салқынлатыўдың барасында сұйық араласпа висмут пенен байыйды ҳәм оны сәулелендириўши ноқат O ноқатына жетемен дегенше bo иймеклиги бойынша төмен қарай қозғалады. Буннан кейин барлық сұйықтық қалпып болмағанша температура өзгермей қалады. O ноқатының температурасында сұйықтықтан қалған кадмий ҳәм висмуттың барлығы да бөлинип шығады.

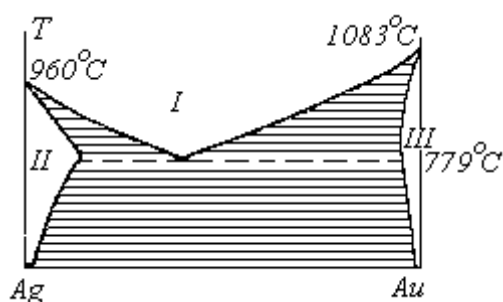


12-сүрет.

13-сүрет

O ноқаты *эвтектикалық ноқат* деп аталады. Бул ноқат үш фазаның: қатты кадмийдің, қатты висмуттың ҳәм сұйық араласпаның тең салмақтықта турыў ноқаты болып табылады. Эвтектикалық ноқатта кататуғын кристаллық араласпа еки қураўшының майда кристалларынан турады (бундай араласпаны *эвтектикалық араласпа* деп атайды). III областтағы O ноқатынан оң тәрепте араласпада дәслеп висмуттың ирирек кристаллары көринеде. Ал *шеп* тәрепте кадмийдің кристаллары көзге түседі.

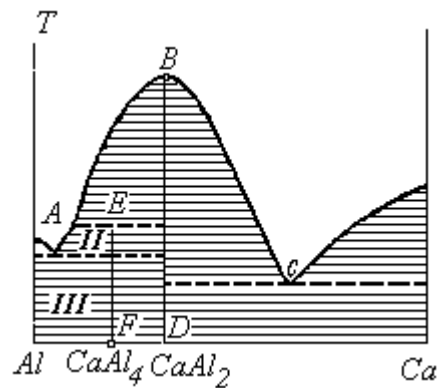
13-сүретте (бұл сүрет арнайы түрде 12-сүрет пенен бір қатарға қойылған) белгилі бір құрамдағы (бұл жағдайда ab ветрикалына сәйкес келіуші құрамдағы) сұйықлық үшін системаның температурасын уақыттың функциясы сыпатында сәулелендіріуші "салқынлау иймеклиги" көрсетілген. b нокатына жеткенде иймекликте сынық пайда болады: жыллылықтың бөлиніп шығыуы менен жүретуғын қатыудың басланыуы менен салқынлау бираз әстеленеди. Эвтектикалық нокаттың температурасында "жыллылық тоқтауы" орын алады (қуыманың қатыуының тұрақлы температурада тамамланыуына сәйкес келіуші иймекликтегі горизонталлық майданша). Усындай салқынлау иймекликлерін түсіріу жыллылық анализи (термический анализ) жолы менен фазалық диаграммаларды дүзіу ұсылының тийкарында жатады.



14-сүрет.

14-сүретте гүмис-мыс системасы үшін фазалық диаграмма келтирилген. Бұл диаграмманың басқа диаграммалардан айырмасы соннан ибарат, бұл системадағы құраушылардың бири екіншисінде тек белгилі бір мұғдарда ғана ерий алады. Усыған байланысly диаграммада үш бир фазалы область орын алады: I сұйық араласпалар областы менен бир қатарда II Ag деги Cu ның қатты еритпеси хәм III Ag дағы Cu ның қатты еритпеси областлары бар болады.

Ең ақырында 15-сүретте келтирилген алюминий-кальций системасының фазалық диаграммасын қараймыз. Бұл жағдайда еки құрашы қатты еритпелерди пайда етпейтуғын болса да белгилі бир химиялық бирикпелер орын алады. Басқа сөз бенен айтқанда тек анық бир құрам үшін аралас кристаллар бар болады. BD вертикалы $CaAl_2$ бирикпесине сәйкес келеди. B нокаты бұл бирикпениң ериу нокаты болып табылады. Бұл нокатта ABC иймеклиги максимумға ийе. Құрамы $CaAl_4$ болған басқа бирикпе ериместен бұрын ыдырайды. Сонлықтан бұл бирикпеге жууап беретуғын EF түүрысы сұйық халдың AB шегарасына шекем келип жетпейди. Штрихланған областлардың барлығы да еки фазаға бөлинуі областы болып табылады. Бұл жерде бир бири менен тең салмақлықта тұрған еки фаза барлық уақытта да горизонталлық сызықтың диаграмманың жақын болған сызығы менен кесилісіу нокатлары арқалы анықланады. Мысалы I областта сұйықлық пенен $CaAl_2$ бирикпеси кристаллары тең салмақлықта тұрады; II областта болса сұйықлық хәм $CaAl_4$ бирикпесинің кристаллары, III областта Al кристаллары менен $CaAl_4$ кристаллары тең салмақлықта тұрады (х.т.б.).



15-сүрөт.

Жыллылык анализи үсылы менен фазалык диаграммаларды үйрениўдиң аныў ямаса мынаў затлар арасындағы қатты химиялық бирикпелердың бар екенлиги ҳаққында мағлыямат беретўғын дерек екенлигин аңлаўымыз керек. Бирикпениң бар екенлиги ериў иймеклигинде максимумның (15-сүрөттеги *B* ноқатындай) ямаса сынықтың (*A* ноқатындағыдай) пайда болыўы менен белгили болады.

Хәр қыйлы араласпалардың фазалық диаграммалары хәр қыйлы болады. Жоқарыда тәрийипленген диаграммалар ең әпиўайы диаграммалар қатарына жатады. Бұл диаграммаларда құрамалы диаграммалардан да билиў мүмкин болған характерли қәсийетлер менен типлерди билиўге болады.

§ 85. Фазалар қәдеси

Улыўмаластырыў мақсетинде соңғы еки бапта тәрийипленген фазалық тең салмақлықлардың қәсийетлерин еске түсиремиз.

Бир заттан туратуғын бир текли денениң жллылық ҳалы бир биринен ғәрезсиз еки шама болған температура T менен басым p мәнислери менен анықланады. Егер бұл денеге сол заттың және бир фазасын қоссақ (мысал ретинде сұўға музды қосайық дейик), онда олардың бирге жасаўы T менен p ның қәлеген мәнислеринде емес, ал сол шамалар арасында белгили бир қатнаслар орын алғанда ғана әмелге асады (бұл p, T диаграммадағы иймеклик пенен сәўлелендириледі). Муз бенен тең салмақлықта турыў сұўдың ҳал теңлемесине белгили бир қосымша шәртлер қояды деп айтыўға болады. Усының нәтийжесинде ғәрезсиз шамалардың саны екиден (p хәм T) бирге (p ямаса T) шекем кемейеди.

Бир заттың үш құраўшысы – сұў, муз хәм пұў p менен T ның анық бир мәнислеринде, сұўдың муз бенен хәм сұўдың пұў менен тең салмақлығы иймеклериниң кесилискен ноқатларында ғана тура алады. Сұўға және бир фазаның қосылыўы және бир қосымша шәрт қояды деп айтыўға болады. Усының салдарынан бир биринен ғәрезсиз шамалардың саны нолге шекем кемейеди.

Бұл айтылғанлар биз заттың төрт фазасының (мысалы сұў, пұў хәм муздың еки фазасы) бир бири менен тең салмақлықта тура алмайтуғынлығын билдиреди. Бундай тең салмақлық үш қосымша шәртлердиң орынланыўын талап еткен болар еди. Бизиң ықтыярымыздағы еки p хәм T өзгериўшилериңиң жәрдемінде бундай шәртлерди қанаатландырыў мүмкин емес.

Енди еки заттан туратуғын денени карайық. Мысал ретинде сұйық еритпени аламыз. Оның ҳалы бир биринен ғәрезсиз болған үш өзгериўши (температура T

басым p хәм концентрация c) менен анықланады. Мейли бул еритпе өзиниң пұйы менен тең салмақтықта тұрған болсын (демек бул пұй да еки заттан тұрады). Усы жағдайға байланысly қосымша базы бир шәрт қойылады хәм еритпениң ҳалын характерлеўши үш шаманың тек екеўи ықтыярлы және бир биринен ғәрезсиз болып қалады. Сонлықтан (мысалы) басым менен температураның мәнислерин ықтыярлы түрде алғанда сұйық еритпе менен пұйдың тең салмақтылығының орын алыўы мүмкин, бирақ усындай жағдайларда еритпениң концентрациясы (соның менен бирге пұйдың да концентрациясы) анық бир мәниске ийе болыўы керек. Биз усы жағдайды бул бапта фазалық диаграммаларды қарағанымызда айқын түрде көрдик.

Егер сол еки заттан тұратуғын және де бир фазаны қоссақ тағы бир қосымша шәрт қосылады хәм тек бир шама ғана ықтыярлы өзгериўши болып қалады. Сонлықтан берилген басымда үш фазаның үшеўи де тек бир ноқатта ғана – температура менен концентрацияның белгили бир мәнислеринде бирге жасай алады. 84-параграфта гәп етилген фазалық диаграммалардағы эвтектикалық ноқат усындай ноқат болып табылады.

Ең ақырында еки құраўшадын тұратуғын төрт фазаның барлық шамалар болған басымның, температураның хәм концентрацияның аның бир мәнислеринде тең салмақтықта тура алатуғынлығына көз жеткеремиз. Ал бес ямаса оннан да көп фазалардың тең салмақтықта тұрыўы пүткиллей мүмкин емес.

Бул тастыйықлаўды қалеген сандағы құраўшыға ийе фазалардың тең салмақтығы ушын улыўмаластырыўға болады.

Мейли құраўшылар саны n , ал бир ўақытта жасайтуғын фазалар саны r болсын. Бул фазалардың бирейин қараймыз. Оның құрамы концентрацияның $n-1$ мәниси менен анықланады (мысалы $n-1$ құраўшының хәр бириниң муғдарының n -құраўшының муғдарына қатнасы менен). Сонлықтан фазаның ҳалы $n+1$ шама менен анықланады. Олар p , T хәм $n-1$ дана концентрация. Екинши тәрептен бул фаза $r-1$ фаза менен тең салмақтықта тұрыўы керек, ал бал жағдай ҳал теңлемесине қосымша $r-1$ шәрт қояды. Бул шәртлердиң саны өзгериўшилердиң санынан артық бола алмайды, яғный $n+1$ диң мәниси $r-1$ ден үлкен ямаса $r-1$ ге тең болыўы керек. Яғный $n+1 \geq r-1$. Буннан

$$r \leq n+2.$$

Солай етип n заттан тұратуғын $n+2$ фазадан артық фазаның тең салмақтықта тұрыўы мүмкин емес екен. Бул қәдени *фазалар қәдеси* деп атаймыз.

Егер мүмкин болған $n+2$ фазаның барлығы да бирге жасайтуғын болса олардың ҳалларын характерлеўши барлық шамалар (p , T хәм барлық фазалардың концентрациялары) анық мәнислерге ийе болыўы керек. r фаза тең салмақтықта тұрса $(n+1) - (r-1) = n+2 - r$ шаманың мәнисин ықтыярлы түрде бериў мүмкин.

ХІ БАП

ХИМИЯЛЫҚ РЕАКЦИЯЛАР

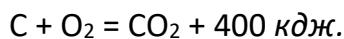
§ 86. Реакция жыллылығы

Бұл бап физикалық көз-қарастан химиялық реакцияларды үйреніуге бағышланған. Биз реакцияға кирисиіуши затлардың химиялық өзгешелигинен ғәрезсиз болған хәм барлық химиялық реакцияларға тән болған қәсийетлерди нәзерде тутамыз.

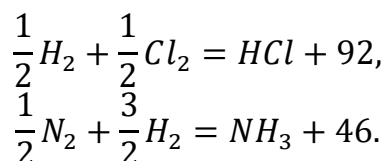
Барлық химиялық реакциялар жыллылықтың жутылыяы ямаса шығарылыяы менен жүреди. Биринши жағдайда реакцияны *эндотермалық*, ал екиншисинде *экзотермалық* деп атайды. Қандай да бир реакция экзотермалық болса, оған кері болған реакцияның эндотермалық болатуғынлығы өз-өзинен түсиникли.

Улыўма алғанда реакцияның жыллылық эффекти оның қандай шараятларда өтип атырғанлығына байланысly. Сонлықтан реакцияның жыллылық эффекти хәққында гәп етилгенде бұл реакцияның тұрақлы басымда ямаса тұрақлы көлемде өтип атырғанлығын айырыў керек. Ал әмелде бұл айырма онша үлкен емес.

Реакцияның жыллылығын реакция теңлемесинде былайынша көрсетеди: егер жыллылық бөлинип шығатуғын болса, онда жыллылық мұғдарын оң белги менен (жыллылық жутылатуғын болса, онда жутылған жыллылық мұғдары терис белгиси менен) теңлемениң жыллылық бөлинип шығатуғын тәрәпине жазады. Мысалы

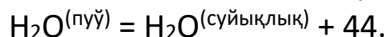


Теңлемеси бир гармм-атом үглерод (графит) жанғанда 400 килоджоул жыллылықтың бөлинип шығатуғынлығын аңлатады. Және де еки мысал келтиремиз:

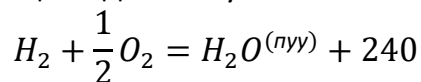


(усы жерде хәм ендигиден былай келтирилетуғын мысалларда реакцияға кирисиіуши затлардың моли ушын жыллылық килоджоуллерде бериледи).

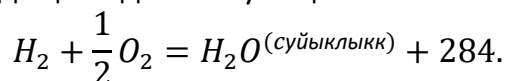
Жоқарыда келтирилген мысалларда барлық затлар (графиттен басқасы) өжире температурасында хәм атмосфералық басымда газ тәризли халда тұрады деп есапланды. Реакцияға түсиіуши затлардың агрегат халларының көрсетилиіуи керек, себеби реакция жыллылығының мұғдары халдан күшли ғәрезли. Мысал ретинде газ тәризли кислород пенен водородтан сұйық сұй менен пұдың пайда болыуы жыллылықлары арасындағы айырманы табамыз. 20°C да сұйдың грамм-молекуласының пұўланыў жыллылығы 44 кДж ға тең, яғный



Бұл теңликти сұй пұўының пайда болыуы



теңлемесинен сұйық сұйдың пайда болыў теңлемесин аламыз:

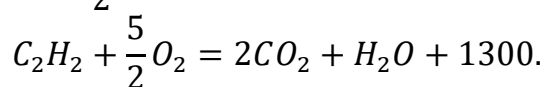
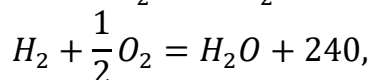
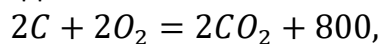


Реакция жыллылығы усы реакция жүретуғын температураға да байланысly. Егер реакцияға кирисиіуши затлардың жыллылық сыйымлықлары белгили болса, онда реакция жыллылығын есаплаўды бир температурадан екинши температураға өткеріў бир агрегат халдан екинши агрегат халға өткенде ислеген есаплаўларымыздай аңсатлық пенен әмелге асырылады. Буның ушын реакцияға

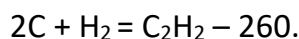
кирисиўши затлардың барлығын да бир температурадан екинши температураға шекем қыздырыў ушын керек болатуғын жыллылықты есаплаў керек.

Егер биринен кейин бири бир неше реакция жүретуғын болса, онда энергияның сақланыў нызамынан барлық реакциялардың жыллылық эффектининң избе-из болатуғын ҳәр бир реакцияның жыллылық эффектлерининң қосындысынан туратуғынлығы келип шығады. Қала берсе, егер бизде базы бир затлар болып, олар бир қатар аралықлық реакциялардың нәтийжесинде басқа зат алынатуғын болса, онда қосынды жыллылық эффекти реакциялардың қандай аралықлық стадиялардан өткенлигине ғәрезли емес болып шығады.

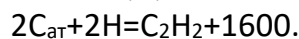
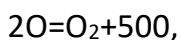
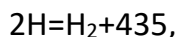
Усы қәдениң жәрдемінде (дара жағдайда) өтиўи мүмкин болмаған реакциялардың да жыллылығын есаплаў мүмкин. Мысал ретинде углерод (графит) ҳәм водород атомларынан тиккелей $2C + H_2 = C_2H_2$ реакциясында ацетиленниң алыныў жыллылығын есаплаймыз. Бул реакция ұсындай туўры жол менен жүрмейди ҳәм практикада ацетилен басқа жол менен алынады. Сонлықтан оның жыллылық эффектин өлшеў мүмкин емес. бирақ бул жыллылықты тиккелей өлшенетуғын углеродтың, водородтың ҳәм ацетиленниң өзиниң жаныў жыллылығы бойынша есаплаўға болады:



Биринши еки теңликти бир бирине ағзама-ағза қосып ҳәм оннан үшіншини алып тасласақ мынаны алдамыз:



Элементлерден олардың бирикпелерининң алыныў жыллылығы олардың ҳалларынан ғәрезли болады. Физика ушын тәбийий түрдеги элементлерден затлардың алыныўыны жыллылығы емес, ал тиккелей атомлардан алыныўының жыллылығы үлкенирек әҳмийетке ийе. Бул бирикпениң ишки энергиясын есаплаўға мүмкиншилик береді ҳәм дәслепки затлардың ҳалларынан ғәрезли емес. Бир неше мысаллар келтиремиз:



Элементлерден бирикпелердинң алыныў реакцияларының оң болыўы да, терис болыўы да ммкин. Ал атомлардан бирикпелердинң алыныў жыллылығы барлық ўықытта да оң мәниске ийе. Қарама-қарсы жағдайларда алынған бирикпе тұрақсыз, ал реакцияның жүриўи жүзеге келмеген болар еди.

§ 86. Химиялық тең салмақлық

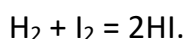
Химиялық реакцияның жүриў барысында дәслепки затлардың муғдары кемейеди ҳәм реакцияның өними көбейеди. Ақыр-аяғында реакция барлық затлардың муғдарлары өзгермейтуғындай ҳалға алып келеди. Бул ҳал *химиялық*

тең салмақтық деп аталады хәм жыллылық тең салмақтығының көринислериниң бири болып табылады.

Улыўмаластырып айтқанда химиялық тең салмақтықта реакцияның нәтийжесинде алынған затлар менен бирге дәслепки затлардың да белгили бир муғдары сақланып қалады. Көпшилик жағдайларда сақланып қалған затлардың муғдарлары оғада киши болса да, бул жағдай мәселениң принципиаллық тәрепин өзгертпейди.

Дәслепки затлар хәм реакцияның нәтийжесинде пайда болған затлар арасында химиялық тең салмақтықтың орнаўы төмендегидей себептиң салдарынан болады.

Мысал ушын газ тәризли водород пенен йод арасындагы йодлық водород пайда болатуғын реакцияны қараймыз:



H_2 менен I_2 дан HI диң пайда болыўы менен кери болған процессте жүреди (HI диң водород пенен йодқа ыдыраўы): тўўры реакция менен бир ўақытта кери реакция да жүреди. HI диң муғдарының артыўы хәм H_2 менен I_2 ниң муғдарларының кемейиўи менен тўўры реакция әстеленеди, ал кери реакция тезленеди. Ақыр-аяғында еки реакциялардың тезликлери теңдей болатуғын момент жүзеге келеди: қаншама жана HI молекуласы пайда болса, соншама HI молекуласы ыдырайды; буннан кейин барлық затлардың муғдарлары өзгермей қалады.

Солай етип молекулалық көз-қарастан (қала берсе жыллылық тең салмақтығының басқа да түрлери) қозғалмалы характерге ийе – реакцияның жүриўи тоқтамайды хәм тўўры және кери реакциялары бир бирин компенсациялаўшы тезликлер менен жүреди.

Әлбетте, биз жоқарыда көрген мысалда реакция водород пенен йодтың араласпасынан басланған жағдайда пайда болатуғын тең салмақтық ҳалдағы сол үш заттың салыстырмалы муғдарлары HI ыдыраған жағдайда пайда болатуғын тең салмақтық ҳалда алынатуғын сол үш заттың салыстырмалы муғдарлаы менен бирдей болады. Химиялық тең салмақтықтың тутқан орны усы тең салмақтыққа қай тәрептен жеткенге пүткиллей байланыссыз.

Жоқарыда айтылғанлар менен бирге химиялық тең салмақтық реакциялардың жүриў шараятларына хәм қандай арылықлық этаплар арқалы өткенлигенен пүткиллей ғәрезсиз. Тең салмақтықтың тутқан орны усы тең салмақтық ҳалда заттың қандай ҳалда тұрғанлығына (тең салмақтық араласпаның температурасына хәм басымына) байланыссыз.

Температураның өзгериўи менен химиялық тең салмақтықтың тұрған орны да өзгередеди. Бул өзгериштиң бағыты реакцияның жыллылық эффекти менен тығыз байланыссыз. Бунның дұрыслығына Ле Шаталье принципи тийкарында аңсат исениўге болады. Қандай да бир экзотермалық реакцияны, мысалы азот пенен водородтан аммиактың пайда болыў реакциясын ($\text{N}_2 + 3\text{H}_2 = 2\text{NH}_3$) қараймыз. Реакция тең салмақтық ҳалға жетти деп болжайық хәм тең салмақтықта тұрған араласпаны қыздырайық. Бундай жағдайда араласпада оны салқынлатыўға бағдарланған процесслердиң жүриўи керек: аммиактың базы бир муғдарының ыдыраўы хәм усының салдарынан жыллылықтың жутылыўы керек. Бул химиялық тең салмақтықтың аммиактың муғдарының кемейиў бағытында жылысатуғынлығын билдиреди.

Солай етип экзотермалық реакциялардың "өними" температура жоқарылағанда кемейеди, ал эндотермалық реакциялардың өниминің муғдары температура жоқарылағанда артады.

Тең салмақтың тұрған ортының басымнан ғәрезлилиги де реакция жүретуғын қолемнің өзгеріуі менен тап сондай байланысly. Басымның артыуы реакцияланыушы араласпаның қолемнің үлкейіуі менен жүретуғын реакциялардың өнимин кемейтеди хәм қолемнің киширейіуі менен жүретуғын реакциялардың өнимин арттырады. Кейинги жағдай (мысалы) газ тәризли аммиактың пайда боыуында орын алады: пайда болатуғын NH_3 молекулаларының саны реакцияға кирисиушы N_2 хәм H_2 молекулаларының санынан киши болғанлықтан реакциядағы газ араласпасының қолеми кемейеди.

§ 87. Тәсир етиушы массалар нызамы

Енди химиялық тең салмақтық пүсинигине санлық формулировка беремиз. Дәслеп газ араласпасындағы химиялық реакцияны қараймыз, бұл жерде реакцияға катнасыушы барлық затлар газ тәризли қалда турады.

Мысал ретинде және де HI тың пайда болыу реакциясын қараймыз. Водород пенен йод арасындағы реакция H_2 хәм I_2 молекулалары бир бири менен соқлығысқанда жүреди. Сонлықтан HI диң пайда болыу реакциясының тезлиги (яғный 1 сек та пайда болатуғын HI молекулалары саны) ұсындай соқлығысулардың санына пропорционал. Ал бұл өз гезегинде араласпадағы водород пенен йодтың тығызлықларына, яғный 1 см^3 қолемдеги молекулалар санына пропорционал. Газдың тығызлығы болса оның басымына пропорционал. Сонлықтан HI диң пайда болыу реакциясының тезлиги араласпадағы бұл газлердиң парциаллық басымларына, яғный $k_1 p_{\text{H}_2} p_{\text{I}_2}$ көбеймесине пропорционал. Бұл жердеги k коэффициенти тек температурадан ғәрезди. Тап сол сыяқлы HI молекулаларының ыдырау реакциясының тезлиги ұсы молекулалардың бир бири менен соқлығысуы санына пропорционал хәм соған сәйкес HI диң араласпадағы парциаллық басымының квадраты болған $k_2 p_{\text{HI}}^2$ шамасына пропорционал.

Тең салмақтықта туйры хәм кери реакциялардың тезликлери бирдей

$$k_1 p_{\text{H}_2} p_{\text{I}_2} = k_2 p_{\text{HI}}^2.$$

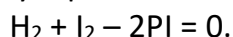
$k_2/k_1 = K(T)$ деп белгилеп

$$\frac{p_{\text{H}_2} p_{\text{I}_2}}{p_{\text{HI}}^2} = K(T)$$

екенлигине ийе боламыз. Бұл теңлик тең салмақтық қалындағы барлық үш газдиң парциаллық басымларын бир бири менен байланыстырады. $K(T)$ шамасы берилген реакция ұшын *тең салмақтық константасы* деп аталады. Бұл коэффициенттиң мәниси реакцияға кирисиушы затлардың муғдарынан ғәрезли емес. Жоқрыда келтирилген формала менен аңлатылған байланыс *тәсир етиушы массалар нызамы* деп аталады.

Бұл нызам газлер арасындағы қәлеген реакция ұшын жоқарыда кетлирилгендей етип жазылады. Улыуа түрде бұл нызам төмендегидей тәқлетте жазылуы мүмкин.

Реакцияның химиялық теңлемесінде барлық ағзаларды шәртли түрде теңлемениң бир тәрәпинен өткерийү мүмкин. Мысалы



Улыўма түрде барлық реакцияларды былайынша жазыў мүмкин:

$$\nu_1 A_1 + \nu_2 A_2 + \dots = 0.$$

Бул аңлатпада A_1, A_2, \dots лер арқалы реакцияға кирисиўши затлардың символлары берилген, ал ν_1, ν_2, \dots лер болса оң ямаса терис пүтин санлар (мысалы жазылган мысалда $\nu_{\text{H}_2} = \nu_{\text{I}_2} = 1, \nu_{\text{HI}} = -2$). Бундай жағдайда тәсир етиўши массалар нызамы былайынша жазылады

$$p_1^{\nu_1} p_2^{\nu_2} \dots = K(T).$$

Бул жерде p_1, p_2, \dots лер арқалы ҳәр қайлы газлердин парциаллық басымлары белгиленген.

Парциаллық басымларға қарағанда араласпадағы затлардың концентрацияларын пайдаланыған жийи түрде қолайлырақ болып шығады. Араласпадағы i-заттың концентрациясын $c_i = N_i/N$ формуласының жәрдемінде оның молекулаларының саны N_i диң араласпадағы барлық молекулалар саны N ге қатнасы түрінде жазамыз (ямаса оның моллериниң моллердин толық санына қатнасы, бәри бир). Газ араласпасының толық басымы $p = NkT/V$ (V арқалы араласпаның көлеми белгиленген), ал парциаллық басым $p_i = N_i kT/N$ болғанлықтан

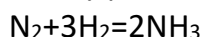
$$p_i = c_i p.$$

Бул аңлатпаларды тәсир етиўши массалар нызамының теңлемесине қойып мына формуланы аламыз:

$$c_1^{\nu_1} c_2^{\nu_2} \dots = K(T) p^{-(\nu_1 + \nu_2 + \dots)}.$$

Бул теңлеме барлық затлардың тең салмақлық концентрацияларын бир бири менен байланыстырады. Бул теңлемениң оң тәрәпинде тұрған шама да тең салмақлық константасы деп аталады. Бирақ енди ол тек температураға ғана емес, ал басымға да ғәрезли бола алады. Егер тек $\nu_1 + \nu_2 + \dots = 0$ болғанда ғана басымға ғәрезлилик орын алмайды (яғный реакция молекулалардың толық санын өзгертпесе, мысалы $\text{H}_2 + \text{I}_2 = 2\text{HI}$ реакциясында).

Ал, мысалы, аммиактың пайда болыў реакциясы



жағдайында болса мынаған ийе боламыз:

$$\frac{c_{\text{N}_2} * c_{\text{H}_2}^3}{c_{\text{NH}_3}^2} = \frac{K(T)}{p^2}.$$

Басым үлкейгенде бул теңлемениң оң тәрәпи киширейеди, сонлықтан теңлемениң шеп тәрәпиниң де кемейиўи керек. Басқа сөз бенен айтқанда бизиң жоқарыда Ле Шаталье принципи тийкарында тапқанымыздай, дәслепки затлардың тең салмақлық концентрациясы киширейеди хәм аммиактың концентрациясы үлкейеди. Биз және бул реакцияның өниминиң температура жоқарылағанда кемейетуғынлығын көрдик. Енди биз температура көтерилген жағдайда тең салмақлық константасы $K(T)$ да үлкейеди деп айта аламыз.

Жоқарыда баянланған тәсир етиўши массалар нызамын келтирип шығарыў бойынша мынадай ескертиў керек болады. Бизиң талқылаўларымызда реакцияның барысы химиялық теңлемедә сәўлеленеди деп болжанды. HI диң пайда болыў реакциясында тап усы жағдай орын алады, бирақ көпшилик реакциялар олардың

теңлемелеринен күтилгениндей пүткіллей басқаша өтеди (мысалы аммиактың молекуласының пайда болуы N_2 молекуласының үш H_2 молекуласы менен соқтығысуының нәтижесінде пайда болмайды). Реакцияны бір теңleme менен сәулелендіріу бір қатар аралықтық этаптардың қосындынан тұратуғын мағлыұмат болып табылады хәм сонлықтан бул мағлыұматта тек заттың басланғыш хәм ақырғы халлары дыққатқа алынады (бул хәкқында бул бапта және де гәп етиледі). Бирақ химиялық тең салмақтықтың қәсийети мене оларды тәрийиплейтуғын тәсир етиуши массалар нызамы реакцияның хәкыйқыи механизминен ғәрезли емес.

Тәсир етиуши массалар нызамының қолланылуыи иллюстрациялау сыпатында водородтың диссоциациясы реакциясын ($H_2 = 2H$) мысалын акырына шекем таллаймыз хәм тең салмақтықта жетиу мүмкин болған диссоциация дәрежесин анықлаймыз. Мейли (H түріндеги де, H_2 түріндеги де) водород атомларының толық саны A болсын. Диссоциация дәрежеси x ты атом түріндеги водородтың (оны N_H арқалы белгилеймиз) атомлардың толық саны A ға қатнасы түрінде анықлаймыз. Онда

$$N_H = Ax, N_{H_2} = \frac{A(1-x)}{2}, N = N_H + N_{H_2} = \frac{A(1+x)}{2}.$$

Усы шамалар арқалы концентрациялар c_H пенен c_{H_2} ты аңлатып хәм тәсир етиуши массалары нызамының теңлемесине қойып мынаны аламыз

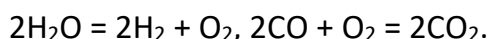
$$\frac{c_{H_2}}{c_H^2} = \frac{1-x^2}{4x^2} = pK.$$

Буннан

$$x = \frac{1}{\sqrt{1+4pK}}.$$

Бул аңлатпа арқалы, мысалы, диссоциация дәрежесиннің басымнан ғәрезлилиги нызамы анықланады.

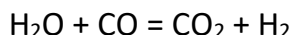
Егер газ араласпада хәр қыйлы болған бир неше реакция жүретуғын болса, онда тәсир етиуши массалар нызамын хәр бир реакцияға бөлек өз алдына қолланыу керек. Мысалы H_2 , O_2 , CO , CO_2 , H_2O газлеринің араласпасында мына реакциялардың жүриуи мүмкин:



Олар ушын

$$\frac{p_{H_2O}^2}{p_{H_2}^2 p_{O_2}} = K_1, \quad \frac{p_{CO}^2}{p_{CO_2}^2} = K_2$$

аңлатпаларына ийе боламыз хәм химиялық тең салмақтық халы усы теңлемелерди биргеликте шешиу арқалы анықланады. Бул араласпада



түріндеги басқа да реакциялардың өтиуинің мүмкин екенлигин аңғарамыз. Бирақ бул реакцияны итибарға алмасақта болады. Себеби бул реакция жоқарыда жазылған еки реакцияның қосындысына алып келинеди хәм тәсир етиуши массалар нызамы ол теңleme ушын сол еки теңлемениң көбеймеси болған теңлемени барген болар еди.

Енди газлерден басқа қатты дене де катнасатуғын реакцияны қараймыз. Қатты дене менен газ арасынлдағы реакция газ молекулалары қатты денениң бетине келип урылғанда жүре алады. Беттің 1 см^2 да жүретуғын реакцияны қараймыз. Газ

молекулаларының ұсы бет пенен соқлығысы саны тек газдың тығызлығына ғарезли болып, қатты денениң муғдарына байланыслы емес. Усыған сәйкес денениң 1 см^2 бетиндеги реакцияның тезлиги тек газдың парциаллық басымларынан ғарезли болады хәм қатты денениң муғдарына байланыслы емес. Усыннан тәсир етиўши массалар нызамының қатты денелер қатнасуатын реакциялар ушын да дурыс екенлиги дурыслығы түсиникли болады. Айырма соннан ибарат, бул жағдайда теңлемеді тек газлердең концентрацияларын көрсетиў хәм қатты денениң муғдарын есапқа алмаў керек. Ал қатты денениң қасийетлери тең салмақлық константасының температуралық ғарезлилигине тәсир етеди.

Мысалы хәк тастан углекислоталы газдың бөлинип шығыў



реакциясында тек CO_2 газ болып табылады, ал кальций окиси CaO қатты түрде қалады. Сонлықтан тәсир етиўши массалар нызамы әпиўайы түрде мынаны береді:

$$p_{\text{CO}_2} = K(T).$$

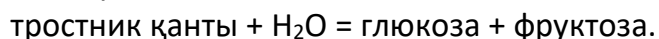
Бул тең салмақлық халда (берилген температурада) хәк тасының үстинде белгили бир парциаллық басымға ийе углекислоталы газдың болатуғынлығын билдиреди хәм хәк тастан углекислоталы газдың бөлинип шығыўының пуўланыўға уқсаслығы өзине дыққаты аўдарады: пуўланыўда да денениң бетиниң үстинде газ турады, бул газдың басымы тек температура менен анықланады хәм пуўдың да, басқа денениң де муғдарына байланыслы емес.

Егер еритпе әззи болса тәсир етиўши массалар нызамын еритпе ишиндеги затлар арасындағы реакциялар ушын да пайдаланыў мүмкин. Бул жерде де 80-параграфта гәп етилген газлердің қасийетлери менен әззи еритпелердың қасийетлери арасындағы уқсаслық және де көринеди. Газлердеги реакциялар ушын тәсир етиўши массалар нызамының келтирилип шығарылыўы молекулалар арасындағы соқлығысыларды есаплаўға тийкарланған. Тап усындай есаплаўды еритпедіги реакция ушын да ислеўге болады. Реакцияға кирисиўши молекулалардың бос кеңисликте емес, ал базы бир орталықта (ериткиште) тұрғанлығы тек тең салмақлық константасының температурадан хәм басымнан ғарезлилигине тәсир етеди. Сонлықтан

$$c_1^{v_1} c_2^{v_2} \dots = K(p, T)$$

тәсир етиўши массалар нызамында K ның температурадан да, басымнан да ғарезлилиги белгисиз болып қалады. Енди бул теңлемедіги c_1, c_2, \dots концентрациялары ериткиштиң белгили бир муғдарына (ямаса көлеминиң бирлигине) сәйкес келиўши ериген затлардың муғдары сыпатында анықланады.

Тап сол сыяқлы форма тек ғана ериген затлар емес, ал ериткиштиң өзи де қатнасуатын реакциялар ушын да дурыс болады. Мысалы тростник қантының гидролизі реакциясы тап усындай:



Бундай реакция қанттың суўдағы еритпесинде орын алады. Суў молекулаларының саны қант молекулаларының санынан әдеўир көп болғанлықтан (еритпени әззи деп болжаймыз) реакцияның барысында суўдың концентрациясы әмелий жақтаң өзгермей қалады. Сонлықтан тәсир етиўши массалар нызамының аңлатпасына тек ериген затлардың концентрацияларын жазыў керек:

$$\frac{[тростник_канты]}{[глюкоза][фруктоза]} = K(T, p)$$

(квадрат қаўсырмаларда моллик концентрациялар – бир литр сұйдағы берілген заттың моллериниң саны берілген).

§ 88. Күшли электролитлер

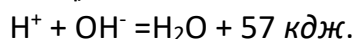
Затлардың бир қатары еригенде ериткиш ишинде молекулалар түрінде емес, ал молекулалардың зарядланған бөлими – ионлар түрінде жасайды (оң зарядланған ионларды *катионлар*, ал терис зарядланған ионларды *анионлар* деп атайды). Бундай затларды *күшли электролитлер* деп атайды. Ионлар түрінде ериген затлар хаққында гәп еткенде оларды еригенде *диссоциацияға* ұшырайды, ал қубылыстың өзін *электролитлик диссоциация* деп атайды.

Дерлик барлық дузлар, базы бир кислоталар (мысалы HCl, HBr, HI, HNO₃), базы бир тийкарлар (NaOH, KOH) лар сұйда еригенде күшли электролитлер пайда етеди. Дузларда металл катион, ал кислота қалдығы анион болып табылады (мысалы NaCl → Na⁺ + Cl⁻). Кислоталар катион H⁺ хәм анион – кислота қалдығына диссоциацияланады (мысалы HNO₃ → H⁺ + NO₃⁻). Ал силтилер болса металлық катион менен OH⁻ анионына диссоциацияланады (NaOH → Na⁺ + OH⁻, OH⁻ болса *гидроксил* деп аталады).

Электролитлик диссоциация қубылысы басқа да ериткишлерде бақланады. Бирақ ол сұйдағы еритпелерде күшли түрде көринеди.

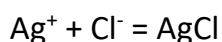
Егер сұйда бир ўақытта қандай да еки күшли электролит ериген болса (мысалы NaCl хәм HBr), онда қайсы электролиттиң еритпеси (NaCl тики ме ямаса HBr тики ме?) хаққында айтыў мәниске ийе болмайды. Хақыйкатында еритпеде айырым K⁺, Na⁺, Cl⁻, Br⁻ ионлары болады. Сонлықтан бундай еритпени хәм NaCl дың хәм HBr дың еритпеси деп айтыўға болар еди. Бирақ олардың екеўи де мазмунға ийе емес.

Хақыйкатында пүтин молекулалар болмайтуғын болғанлықтан еритпеде күшли электролитлер арасындағы реакцияларда тек айырым ионлар қатнасады. Сонлықтан күшли электролитлер арасындағы реакцияның жыллылығы реакцияға тиккелей қатнасуғын ионларға ғәрезли болып, еритпеде және қандай ионлардың бар екенлигине байланысly емес (әлбетте еритпе әззи болса). Мысал ретинде күшли кислоталарды силти менен нейтралластырыў реакциясын қарайық. Және бир мысал ретинде NaOH тың HCl менен нейтрализациясын NaOH + HCl = NaCl + H₂O деп жазыў дәл емес екенлигин айтып өтемиз. Хақыйкатында реакцияда тек H⁺ хәм OH⁻ ионлары қатнасады хәм олар сұйды (H⁺ + OH⁻ = H₂O) пайда етеди. Метал менен кислота қалдығынан ғәрезсиз бул реакцияның барлық күшли кислоталар хәм силтилер ұшын бирдей екенлиги өз-өзинен түсиникли. Сонлықтан бул реакцияның жыллылығы қәлеген күшли кислотаны қәлеген күшли силти менен нейтралластырыў ұшын бирдей болып табылады. Кислотаның 1 моли менен силтиниң 1 моли ұшын реакция жыллылығы 57 кдж ға тең, яғный



Аз ерийтуғын күшли электролиттиң тойынған еритпесин қараймыз (мысал ретинде сұйдағы AgCl дың еритпесин аламыз). Тойыныў түсинигиниң анықламасы

бойынша бұл еритпе қатты AgCl менен тең салмақтықта тұрады. Бұл тең салмақтықты



Реакциясының химиялық тең салмақтығы деп қарауға болады. Бұл жердегі Ag^+ хам Cl^- еритпеде жайласады, ал AgCl қатты халда болады. Соның менен бирге 1 сек дауысында AgCl дың канша молекуласы еритпеге өтсе, тап соншама молекула еритпедеги ионлардың биригiуi нәтижесинде төменге шөгеді. Екинши тәрептен еритпе хәлсиз болғанлықтан (себеби AgCl дың еригiшлиги төмен) тәсир етиуши массалар нызамын қолланыу мүмкин. Бұл нызамда тек ериген затлардың концентрациясын есапқа алыудың кереклигин еске түсирсек

$$[\text{Ag}^+][\text{Cl}^-] = K$$

екенлигине ийе боламыз. Бұл жерде квадрат қауырмаларда коллик концентрациялар берилген (судың 1 литриндеги моллер саны). K тұрақтысы (бұл тұрақты әлбетте температураның функциясы болып табылады) берилген электролит үшін *еригiшликтің көбеймеси* деп аталады. AgCl үшін өжире температурасында $K=1 \cdot 10^{-10} (\text{мол/л})^2$, CaCO_3 үшін $K=1 \cdot 10^{-8} (\text{мол/л})^2$.

Солай етип аз ерийтуғын күшли электролиттің тойынған еритпесиндеги анионлар менен катионлардың концентрацияларының көбеймеси тұрақты шама болады екен. Егер суда AgCl дан басқа Ag ямаса Cl дың ионларына ийе хеш бир дуз еримеген болса, онда $[\text{Ag}^+]$ хәм $[\text{Cl}^-]$ дың концентрациялары хлорлы гүмистиң еригiшлиги c_0 ге тең болады. Буннан

$$K = c_0^2$$

екенлиги келип шығады.

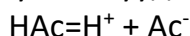
Мейли, енди AgCl дың тойынған еритпесине (жақсы ерийтуғын) дуз кислотасының қандай да бир басқа дузының (мысалы NaCl) белгилі бир муғдары қосылған болсын. Бундай жағдайда AgCl ның белгилі бир муғдары еритпеден шөгінди түрінде бөлиніп шығады. Хакыйқатында да NaCl ды қосыу Cl^- ионларының концентрациясын үлкейтеді, ал Ag^+ ионларының концентрациясы болса өзгериссиз калады. Сонлықтан $[\text{Ag}^+][\text{Cl}^-]$ көбеймесинің тұрақты болып қалыуы үшін белгилі бир муғдардағы AgCl дың еритпеден бөлиніп шығуы керек.

§ 89. Хәлсиз электролитлер

Күшли электрлитлер менен бир катарда еригенде диссоциацияланатуғын, бирақ аз диссоциацияланатуғын затлар да бар. Бундай затлардың еритпесинде ионлар менен бир катарда нейтрал молекулалар да болады. Бундай затларды *әззи электролитлер* деп атаймыз.

Судың хәлсиз электролитлер қатарына кислоталардың көпшилиги хәм базы бир дузлар киреди (мысалы HgCl_2).

Хәлсиз электролитлердің хәлсиз еритпелерине тәсир етиуши массалар нызамын қолланыу мүмкин. Мысал үшін суда



теңлемесине сәйкес диссоциацияланыушы уксус кислотасының ($\text{CH}_3 \cdot \text{COOH}$) еритпесин қараймыз. Бұл теңледедеги Ac белгиси кислота қалдығы $\text{CH}_3 \cdot \text{COO}$ ны

аңлатады. Диссоциация тең салмақтық халы орнағанша жүреді, ал тең салмақтық халда ионлардың концентрациясы

$$\frac{[Ac^-][H^+]}{[HAc]} = K$$

теңлемесі менен аңлатылады. Бұл жерде K арқалы *диссоциация константасы* деп аталатуғын константа белгиленген. Мысал өжире температураларында уксус кислотасы үшін $K=2 \cdot 10^{-5}$ мол/л.

Диссоциация реакциясы эндотермалық болып табылады, яғный жыллылықтың жутылыуы менен байланысly. Басқа эндотермалық реакциялардағы сыяқты температура жоқарылағанда оның "өними" артады, яғный диссоциация константасы өседі.

Диссоциация константасы ериген электролиттің мұғдарына ғәрезли емес (еритпе хәлсиз болған жағдайларда) хәм оның тийкарғы характеристикасы болып табылады. Ал *диссоциация дәрежесі* (яғный ыдыраған молекулалар санының электролиттегі барлық молекулалар санына қатнасы) еритпениң концентарциясынан ғәрезли.

Мейли 1 л сұйда электролиттің c моли ериген болсын. Диссоциация дәрежесін α арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда диссоциацияланған молекулалардың саны αc ге тең. Егер электролиттің молекуласы бир анион менен бир катионға ыдырайтуғын болса (уксус кислотасы мысалындағыдай) онда олардың хәр биринің концентрациясы αc ге тең болады. Диссоциацияланбаған молекулалардың концентарциясы болса $c(1-\alpha)$ ге тең. Демек тәсир етиўши массалар нызамы мынаны береді:

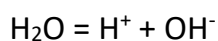
$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha} c = K.$$

Буннан еритпениң концентрациясы арқалы анықланған диссоциация дәрежесін табамыз:

$$\alpha = \frac{-K + \sqrt{K^2 + 4Kc}}{2c} = \frac{2K}{K + \sqrt{K^2 + 4Kc}}.$$

Бұл формуладан концентрация кемејгенде диссоциация дәрежесі c ның үлкейетуғынлығы хәм шексиз сұйылғанда (яғный $c \rightarrow \infty$ де) бирге умтылатуғынлығы көринип тур. Солай етип еритпе көбирек еритпе қаншама сұйытылған болса электролит күшлирек диссоциацияланған болады. Бұл болса молекуланың диссоциациясының барлық орныларда да сұй молекулаларының тәсиринде жүретуғынлығының бирден бир нәтийжесі болып табылады. Ал кери рекомбинацияның болыуы үшін хәр қыйлы болған еки ионлардың бир бирине жақын келиўи керек. Бундай ўақыя сұйытылған еритпелерде жүдә сийрек жүзеге келеді.

Сұйдың өзи жүдә әззи электролит болып табылады. Оның молекулаларының базы бир (оғада аз) бөлеги



теңлемесине сәйкес диссоциацияланған. Усының менен бирге H_2O ның өзи H^+ хәм OH^- ионларына қатнасы бойынша ериткиш болып табылатуғын болғанлықтан тәсир етиўши массалар нызамының формуласында тек бұл ионлардың концентрацияларын жазыўымыздың керек екенлигин биз билемиз:

$$[H^+][OH^-] = K.$$

таза суу үшін 25°C да

$$K = 10^{-14} \text{ (моль/л)}^2.$$

Таза сууда H^+ хәм OH^- ионларының концентрациялары бирдей болғанлықтан биз олардың хәр қайсысының 10^{-7} ге тең екенлигин табамыз. Солай етип 1 литр сууда H^+ ионларының молинің 10^{-7} си бар (тап соншама OH^- ионы). Басқа сөз бенен айтқанда суудың 1 моли (18 г) тек 10 миллион литр сууда диссоциацияға ушырайды екен.

Терис белги менен алынған H^+ ионларының концентрациясының онлық логарифмин рН деп белгилейди хәм *водородлық көрсеткиш* деп атайды:

$$pH = -\lg_{10}[H^+].$$

Таза суу үшін 25°C да рН=7,0 (0°C да рН=7,5; 60°C да рН=6,5).

Кислоталар еритилгенде олардан H^+ ионлары бөлинип шығады. Бирақ концентрациялардың көбеймеси $[H^+][OH^-]$ ниң шамасы 10^{-14} ке тең болып өзгериссиз қалыуы керек. Сонлықтан OH^- ионларының бир бөлими H^+ ионлары менен биригип суудың нейтраллық молекулаларына айланыуы керек. Нәтийжеде $[H^+]$ тың концентрациясы оның суудағы концентрациясынан (10^{-7}) үлкен болады. Басқа сөз бенен айтқанда кислоталық еритпедегі водородлық көрсеткиш рН тың шамасы 7 ден киши болады. Тап сол сыяқлы (OH^- ионын жулып алыушы) силтилердің еритпесинде рН тың мәниси 7 ден үлкен болады. Демек еритпениң водородлық көрсеткиши оның кислоталылығының ямаса силтилигиниң көрсеткиши болып табылады.

Қандай да бир әззи кислотаға (мысалы уксус кислотасы HAc ға) хәм күшли электролит болып табылатуғын оның дузына (мысалы уксус кислоталы натрий $NaAc$) ийе еритпелер қызықлы қәсийетлерге ийе болады. Толық диссоциацияға ушыраған дуз еритпеді көп муғдардағы Ac^- ионларын пайда етеди. Кислотаның диссоциациясының теңлемеси

$$\frac{[H^+][Ac^-]}{[HAc]} = K$$

ге сәйкес еритпедегі Ac^- ионларының бар екенлиги H^+ ионлары санының кемейиуін талап етеди (яғнай кислотаның диссоциациясын тоқтатыуға алып келеди). Сонлықтан кислотаның диссоциацияланбаған молекулаларының концентрациясы $[HAc]$ оның толық концентрациясы менен бирдей болады (оны c_k арқалы белгилеймиз). Толығы менен дуз тәрепинен алып келинетуғын Ac^- ионларының концентрациясы сол дуздың концентрациясы менен бирдей болады (оны c_c арқалы белгилеймиз). Солай етип $[H^+] = Kc_k/c_c$ хәм еритпениң водородлық көрсеткиши мынаған тең:

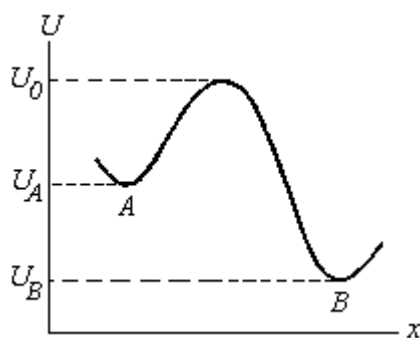
$$pH = -\lg[H^+] = -\lg K + \lg \frac{c_c}{c_k}.$$

Бул шама болса дуз бенен кислотаның концентрацияларының қатнасынан ғәрезли болып шығады. Солай етип еритпени суйылтыу ямаса усы еритпеге қандай да бир басқа кислоталарды яки силтилерди қосыу еритпениң рН ын әмелий жақтан өзгертпейди. Еритпениң водородлық көрсеткишин усындай етип сақлау қәсийетин *буферлик тәсир* деп атаймыз.

§ 91. Активация энергиясы

Усы ўақытларға шекем биз тек химиялық тең салмақтық ҳалын карап, реакциялардың механизмлери менен жүриў тезликлерин дыққаттан тыста қалдырдық. 88-параграфтағы молекулалардың соқлығысыў санын есаплаў тең салмақтық шәртлерин келтирип шығарыў ушын ғана исленди ҳәм көрсетилип өтилгениндей реакциялардың ҳақыйқыи механизмлерине жуўап бериўи талап етилмейди.

Енди биз реакциялардың жүриў тезликлерин үйрениў менен шұғылланамыз. Айырым молекулалар бир бири менен соқлығысқан жағдайларда реакцияға кирисе алады. Бирақ соқлығысыўлардың барлығы да реакциялардың жүриўине алып келмейди. Ҳақыйқатында болса сол соқлығысыўлардың жүдә аз бөлеги ғана молекулалар арасындағы реакциялардың жүзеге келиўине алып келеди.



1-сүўрет

Бул төмендегидей түрде түсиндириледи.

Реакцияда соқлығысыўшы атомлардың белгили бир қайтадан топарласыўи орын алады. Көргизбелилик ушын реакция барысында атомның бир молекуладан (A) екинши молекулаға (B) өтиўи менен жүреди деп есаплаймыз. Бул атомның потенциал энергиясы еки молекулаға салыстырғандағы жайласыўына байланыслы. Бул энергияның өзгериси атомның жүрип өтетуғын жолынын үстиндеги координата x тың функциясы сыпатында схемалық түрде 1-сүўретте көрсетилген. Бул иймекликтиқ шәртли түрде алынғанлығы өз-өзинен түсиникли. Ҳақыйқатында потенциал энергия бир емес, ал коп санлы параметрлерден (координаталардан) ғарезли. Потенциал энергияның өзгерисиниң дәл барысы үлкен әхмийетке ийе емес, ал атомның еки молекулада турғанына сәйкес келиўши еки минимумның бар екенлиги тийкарғы орынды ийелейди. Бул еки аўхал бир биринен потенциал барьер менен бөлинген.

Бир бири менен соқлығысқан молекулалардағы атом барьер арқалы бир молекуладан екинши молекулаға өте алғандай өте алғандай энергияға ийе болса ғана химиялық реакция жүреди. Бирақ көпшилик молекулаларда атом мәниси сол минимумға сәйкес келтуғындай энергияға жақын энергияға ийе болады. Сонлықтан молекула $U_0 - U_A$ ға теңдей артық энергияға ийе болған жағдайда ғана молекула реакцияға кирисе алады ($A \rightarrow B$ өтияи менен, 1-сүўрет). Газдеги усындай молекулалар санының бундай энергияға ийе емес молекулалар санына қатнасы Больцман көбейтиўшилерииниң катнасына тең:

$$e^{-U_0/kT} : e^{-U_A/kT} = e^{-(U_0 - U_A)/kT}.$$

Бұл аңлатпадағы $U_0 - U_A$ энергиясы берілген реакцияның *активация энергиясы* деп аталады. Әдетте Авагадро санына көбейтип бұл энергияның мәнісіннің заттың бир молине тийислисін алады: $N_0(U_0 - U_A) = E$.

Солай етип реакцияға кирисиўши молекулалардың саны ҳәм соның менен бирге реакцияның тезлиги *активация көбейтиўшиси*

$$e^{-E/RT}$$

ға тўры пропорционал. Бұл көбейтиўши реакция тезлигининң температураға ғарезилигиндеги тийкарғы фактор болып табылады. Биз реакция тезлигининң температураға байланыслы тез өсетуғынлығын көремиз.

Егер реакция тезлигин u арқалы белгилесек, онда жоқарыда айтылғанлардан мына формула келип шығады:

$$\ln u = \text{const} - E/RT,$$

яғный реакция тезлигининң логарифми $1/T$ ның функциясы сыпатында тўры сызық пенен сәўлеленеди. Бұл тўрының қыялық мүйеши активация энергиясы E ни анықлайды.

Хәр қыйлы молекулалық процесслердинң активация энергиясы пүткиллей хәр қыйлы болады. Бақланатуғын көпшилик реакциялар ушын оның мәнислери 10-150 кдж интервалында жатады.

Температура базы бир T мәнисинен оған жақын болған $T + \Delta T$ мәнисине шекем өзгергенде реакцияның тезлигининң өзгериси мына формула менен анықланады:

$$\ln v_2 - \ln v_1 = \ln \frac{v_2}{v_1} = -\frac{E}{R(T + \Delta T)} + \frac{E}{RT} \approx \frac{E}{RT^2} \Delta T.$$

Егер $E = 80$ кдж, $T = 300$ К, $\Delta T = 10^0$ болғанда $v_2/v_1 \approx 3$. Тезликтинң усындай өзгерийи характерли болып табылады. Газлер менен араласпалардағы хәр қыйлы реакцияларда температура 10^0 қа көтерилгенде (реакция сезилерликтей тезлик пенен жүретуғын областларда) реакцияның тезлиги 2-4 есе үлкейеди.

Реакцияның тезлигининң температураға ғарезилигининң күшлилигининң қандай екенлилин $2\text{HI} \rightarrow \text{H}_2 + \text{I}_2$ реакциясы мысалында да анық көринеди (оның ушын активация энергиясы 185 кдж). 200°C да реакция пүткиллей жүрмейди – HI диң сезилерликтей мұғдары жүзлеген жыллар ишинде ыдыраған болар еди. 500°C температурада реакция секундлар ишинде өтип болады. Бирақ жоқары температуралардың өзінде де HI молекулаларының бир бири менен соқлығысыўларының шама менен 10^{12} синиң бирейи ғана олардың ыдыраўын болдырады.

Молекулаларға жеткиликли дәрежедеги үлкен энергияға ийе болыў зәрүрлиги соқлығысыўлардың реакциялық эффективлигининң тийкарғы себеби болып табылады. Усының менен бирге артық энергия молекулалардағы анық бир атомларда ямаса атомлар топарында жыйналған болыўы керек. Бұл жағдай реакцияның тезлигининң белгили бир мәниске жетиўинде белгили бир орныды ийелейди. Қурамалы молекулалар қатнастатуғын реакцияларда және геометриялық фактор да белгили бир орын ийелейди. Бұл жағдайда молекулалар соқлығысқанда олардың реакцияға қәбилетли бөлимлерининң ушырасыўы керек.

1-схемалық сўўретке кайтып келемиз. $U_A - U_B$ айырмасы A хәм B молекулаларының ишки энергияларының айырмасына сәйкес келеди (бул $A \rightarrow B$ экзотрмалық реакциясында бөлинип шығатуғын ямаса кери $B \rightarrow A$ эндотрмалық

реакциясында жутылатуғын жыллыққа тең). Бұл айырманың потенциал барьердің бийиклигине тиккелей қатнасы жоқ, яғни реакция жыллылығы менен активация энергиясы арасында тиккелей байланыс жоқ. Бирақ туұры хәм кери реакциялардың активация энергиялары арасындағы айырма менен реакция жыллылығы арасында белгили бир байланыс бар. Сүүретте көрсетилгендей $A \rightarrow B$ хәм $B \rightarrow A$ реакцияларының активация энергиялары арасындағы айырма $U_0 - U_A$ хәм $U_0 - U_B$ шамалары менен бериледи, ал олар арасындағы айырма реакция жыллылығына сәйкес келеди:

$$(U_0 - U_B) - (U_0 - U_A) = U_A - U_B.$$

88-параграфта реакциялардың әдетте қосынды химиялық теңлемесине сәйкес өтпейтуғынлығы айтылып өтилген еди. Хәқыйкатында химиялық реакциялардың көпшилиги қурамалы механизмге ийе болады. Бұл механизмлер айырым әпиұайы элементар болған процесслерден (бар екенлигин анықлау қыйын болған реакциялардың аралықлық басқышлары) ибарат болады. Реакция өзинің тезирек жүриұи мүмкин болған жолды сайлап алғандай жол менен болып жүреді. Реакциялардың аралықлық басқышларының активация энергиясының киши мәнислерине ийе болатуғынлығы тәбийий, ал бұл болса реакцияның жүриұ жолын анықлаушы тийкарғы физикалық фактор болып табылады. Усының менен бирге хәр қыйлы басқышлардың өтиұ тезликлеринің хәр қыйлы болыұы мүмкин. Усындай жағдайларда қосынды процесстің тезлигинің сұммасының аң әстелик пенен жүретуғын басқыштың тезлиги менен анықланатуғынлығы өз-өзинен түсиникли (конвейрлик өндиристиң тезлигинің ең әстелик пенен жүретуғын операцияның тезлигинен жоқары болмайтұғынлығы сыяқлы).

Реакцияның аралықлық этаплары ушын активация энергиясының мәнисин киширейтиұ *катализ* процесслеринің тийкарында жатады. Катализ деп реакцияланыұшы араласпаға базы бир өзге затты – *катализаторды* қосыұ арқалы реакцияларды тезлетиұди айтады. Бұл тезлениұдің шамасы әдеұир үлкен болыұы мүмкин. Көпишилик жағдайларда өзинен-өзи жүрмейтуғын реакциялар катализаторлар қосылғанда үлкен тезлик пенен жүре баслайды. Катализатордың тутқан орны соннан ибарат, ол аралықлық реакцияларда қандай да бир формада қатнасып, барлық процесстің ақырында хеш қандай өзгериске ушырамағандай болып қайтадан тикленеди.

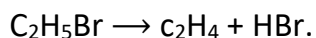
Катализатордың реакцияның өтиұинен пүткиллей ғәрезсиз болған химиялық тең салмақлық қалын жылжыта алмайтұғынлығын атап өтиұ зәрүрли. Катализатордың қосылыұы тең салмақлықтың орнаұ тезлигинде ғана көринеди.

§ 92. Реакциялардың молекулалығы

Реакцияның жүриұ ушын бир бири менен соқлығысыұы зәрүрли болған молекулалардың санына байланыслы газлер ямаса әззи еритпелердеги барлық химиялық реакцияларды бир неше типлерге бөлиұ мүмкин. Хәзир гәптиң хәқыйқый түрде өтетуғын молекулалық процесслер хәққында айтылып атырғанлығын атап өтемиз. Төменде келтирилетуғын мысаллардағы реакциялар олардың химиялық теңлемесине сәйкес өтеди. Ал көпишилик жағдайларда реакциялардың бұл

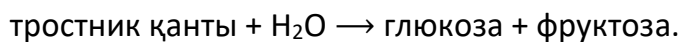
классификациясы реакцияның құрамалы механизмінің айырым элементлеріне тийіс болыады.

Мономолекулалық реакция деп дәслепки заттың молекулалары еки ямаса бир неше бөлімлерге бөлінетуғын реакцияны айтады. Мысалы бромлы этилдің ыдырау реакциясы усындай реакция болып табылады:



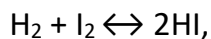
Бундай реакциялардың жүріуі үшін молекулалардың соқлығысыуының зәрүрлілігі жоқ. Сонлықтан ыдыраушы заттың мұғдарынын кемейуі менен бирге реакцияның тезлігі концентрацияның биринши дәрежесине пропорционал кемейеди.

Тап усындай мәністе әззи еритпелердегі реакциялар жоқарыдағы жағдайға ұқсас болып келеди. Бундай еритпелердегі реакцияларда ериген заттың бир молекуласынан басқа ериткиштің молекулалары да қатнасады. Мысал ретінде жоқарыда еслетилип өтилген тростник қантының гидролизі реакциясын көрсетуі мүмкін:



Бұл реакцияға ҳақыйқатында еки молекула катнасады, бирақ қант молекуласы этирапында реакция барысында оғада көп санлы су молекулалары болғанлықтан реакцияның тезлігінің өзгерісі тек ериген қанттың концентрациясының өзгерісі менен байланыссы.

Еки молекуладан еки ямаса оннан да көп басқа молекулалар алынатуғын реакциялар *бимолекулалық реакциялар* деп аталады. Мысал ретінде мынадай реакцияларды келтируі мүмкін:



Бұл реакциялар еки бағытта да бимолекулалық реакциялар болып табылады. Бундай реакцияның жүріуі үшін еки молекуланың соқлығысыуы зәрүр. Сонлықтан олардың тезлігі реакцияға кирісуіші затлардың концентрацияларының көбеймесіне пропорционал (егер бир бири менен еки бирдей молекулалар реакцияға кирісетуғын болса, онда концентрацияның квадратына пропорционал). Усы типке элементар процесслердің басым көпшілігі киреди. Ал сол элементар процесслердің қосындысынан құрамалы реакциялардың механизмі жүзеге келеди.

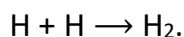
Ең ақырында *тримолекулалық* деп аталушы реакцияларды қараймыз. Бундай реакцияларға үш молекула киріседі ҳәм олар еки ямаса оннан да көп сандағы молекулаға айланады. Тримолекулалық реакциялар салыстырмалы түрде сийрек ушырасады. Себеби бундай реакцияның жүріуі үшін бир уақытта үш молекуланың бир бири менен соқлығысыуы керек. Ал үш молекуланың бирден соқлығысыуы еки молекуланың соқлығысыуынан әдеуір сийрек жүзеге келеди.

Газдегі молекулалардың үшлік ҳәм екилік соқлығысуларының қатнасын аңсат анықлауға болады. Берілген молекуланың үшлік соқлығысыуы деп оның қандай да бир үшінші молекула менен қатар тұрып соқлығысуын айтуі мүмкін. Газ тәрәпинен ийеленген көлемді V арқалы, ал газ молекулаларының көлемлерінен қосындысын b арқалы белгилейміз. Әлбетте молекула басқа бир молекула менен бир қатарда тұрған көлем де b ға тең. Демек молекуланың бисқа

бир молекула менен қатар тұрыу итималдылығы b/V ға тең. Сондықтан үшлік соқтығысулар санының екілік соқтығысулар санына қатынасы да b/V шамасындағы сан болады. Әдетте бұл шама жүде киши; мысалы қауа ушын нормал шараятларда шама менен 10^{-3} ке тең.

Төртлік соқтығысулар саны үшлік соқтығысулар санынан сонша шамаға киши болады. Бундай соқтығысулардың жүде сийреклигинен жоқары тәртіптеги реакциялар (төртлік х.т.б. молекулалық реакциялар) тәбиятта жүрмейди.

Гейпара бимолекулалық болып көринетуғын реакциялар қақыйқатында тримолекулалық жоллар менен жүреди. Бұл еки бөлекшениң бир бөлекшеге биригиу реакциясы болып табылады:



Егер H_2 молекуласы еки H атомларының соқтығысуының нәтийжесинде пайда болғанда молекула дәрхәл ыдырап кеткен болар еди (бир бири менен соқтығысушы еки атом барлық ўақытта да тарқасып кете алады). Турақлы H_2 молекуласы терис мәнисли ишки энергияға ийе болыуы керек. Сондықтан водородтың еки атомы турақлы молекуланы тек және бир бөлекше қатнасқанда ғана пайда ете алады. Ал молекула пайда болғандағы бөлинип шығатуғын энергия усы бөлекше тәрөпинен алып берилиуи керек. Бұл жоқарыда келтирилигнен реакцияның қақыйқатында да тек ўш бөлекшениң соқтығысуының салдарынан жүретуғынлығын билдиреди.

Анық мономолекулалық процесслердің белгили бир шараятларды бимолекулалық процесслердей болып жүриуи жүде қызық. Ыдырауы ушын молекула сол ыдыраудың нәтийжесинде пайда болған бөлекшелер потенциал барьер арқалы өте алатуғындай энергияларға ийе болыуы керек. Усындай етип "активлестирілген" молекула белгили бир "өмириниң узақлығына" да ийе болыуы керек (соның менен бирге сол артық энергия ыдырая ушын керекли болған орында жыйналған болыуы да керек). Ал жллылық қозғалысларындағы молекулалардың соқтығысулары активлескен молекулалардың дереги болып табылады. Соқтығысулар сийрек орын алатуғын жеткилики дәрежеде сийреклетилген газде активлестирілген молекулалардың ыдырауы жаңа активлескен молекулалардың пайда болыуына қарағанда тезирек жүреди. Бундай шараятларда реакция тезлиги тийкарынан молекулалардың соқтығысуларын талап етиуши (яғный бимолекулалық) активация процессиниң тезлиги менен анықланады.

§ 93. Шынжырлы реакциялар

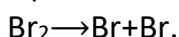
Көпшилик реакциялардың механизми төмендегидей характерли өзгешеликке ийе болады: бундай реакцияларда орнықты қалда жасай алмайтуғын аралықтық затлар, молекулалардың сынығы (оскалкалары - айырым атомлар ямаса *еркин радикаллар* деп аталыушы атомлар топарлары) пайда болады. Мысалы қыздырылған азот закиси газиниң ыдырау реакциясында (бундай реакцияның формал түриндеги теңлемеси $2N_2O = 2N_2 + O_2$) N_2O молекулалары $N_2O \rightarrow N_2 + O$ теңлемесине муўапық ыдырайды. Нәтийжеде кислородтың еркин атомлары пайда болады, ал бұл атомлар кейин және бир N_2O молекуласы менен реакцияға түседі: $O + N_2O \rightarrow N_2 + O_2$.

Бұл мысалда аралықтық бөлекшелер (бұл жағдайда О атомлары) корсетилген еки элементар актлердің нәтижесінде және де жоғалады. Бирақ басқа көп санлы реакциялар болып, ұсындай реакциялардың барысында аралықтық продуктлер үзликсиз түрде регенерацияланады (қайтадан пайда болады). Солай етип олар катализатордың тутқан орнындай орынды ийелейди.

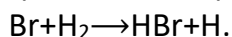
Реакциялардың механизминің ұсындай әхмийетли типин водород пенен бромның пуўындағы HBr ның пайда болыўы мысалында түсиндиремиз ҳам бұл реакцияның араласпаны жақтыландырғанда жүретуғынлығын еслетип өтемиз.

Бұл реакция ҳақыйқатында H₂ молекулалары менен Br молекулалары соқлығысканда жүрмейди. Егерде соқлығысыўлардың нәтижелеринде реакция жүргенде H₂+Br₂=2HBr химиялық теңлемеси орнылы болған болар еди. Ал бұл реакцияның ҳақыйкый механизми мынадан ибарат:

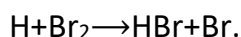
Жақтылықтың тәсиринде базы бир Br₂ молекулалары еки атомға ыдырайды:



Бұл *шынжырдың пайда болыўы* деп аталады, ал пайда болған бром атомлары *актив орайлардың* орнын ийелейди. Бундай атомлар H₂ молекулалары менен соқлығысып, олар менен мынадай реакцияға кириседи:



Алынған H атомлары өз гезегинде Br₂ молекулалары менен реакцияға кириседи:



Усындай реакцияның нәтижесинде Br атомлары және де пайда болады, ал олар болса H₂ молекулалары менен реакцияға кириседи ҳәм сондай процесс даўам етеди. Солай етип избе-из реакциялардың үзликсиз шынжыры пайда болады. Бундай реакцияларды Br атомлары катализатордың орнын ийелейди (олар еки HBr молекуласы пайда болғаннан кейин өзгериске ушырамаған түрде қайтадан тикленеди). Усындай реакцияларды *шынжырлы реакциялар* деп атаймыз. Шынжырлы реакциялардың тийкарлары Н.Н.Семенов ҳәм К.Хиншельвудлар тәрепинен ислеп шығылған.

Биз егер қандай да бир ұсыл менен актив орайлар пайда болса, онда реакцияның буннан былай өзинен-өзи даўам ететуғынлығын көремиз ҳәм реакция сыртқы тәсирлерсиз ақырына жететуғындай болып көринеди. Ал ҳақыйқатында *шынжырдың үзилиўи* менен де есапласыўға туўра келеди. Жоқарыдағы мысалдағы бир актив орай – Br атомы жүзлеген мың H₂ ҳәм Br₂ молекулаларының реакциясын болдыра алады. Бирақ ақыр-аяғында ол "өледі" ҳәм шынжырдың буннан былайғы жүрисин тоқтатады.

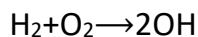
Мысалы бундай қубылыс еки Br атомы бир Br₂ молекуласына рекомбинацияланса орын алады. 92-параграфта болса ұсындай еки атомның орнықты болған бир молекулаға биригиўиниң тек үшлик соқлығысыўда ғана әмелге асатуғынлығының мүмкин екенлиги көрсетилген еди. Сонлықтан шынжырдың үзилисиниң ұсындай механизми газдың көлеминде үшлик соқлығысыўлар жийи түрде әмелге асатуғын жоқары басымларда ғана әхмийетке ийе болыўы мүмкин

Шынжырдың үзилисиниң басқа механизми реакциялық ыдыстың дийўалына соқлығысканда актив орайлардың набыт болыўынан ибарат болады. Бұл фактор

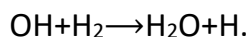
актив орайлар газдің көлемі бойынша жеңіл қозғала алатуғын киши басымларында тийкарғы орынды ийелейди.

Екинши тәрептен *шынжырлардың тарқалыуы* деп аталыушы жағдай орны алғандағы реакциялар бар болады. Мысалы водород пенен кислородтың жарылғыш араласпасындағы водородтың (жоқары температуралардағы) жаныуы улыуға түрде төмендегише жүреді.

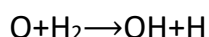
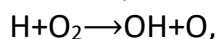
Сыртқы тсирден (мысалы электр ушқынын пайда еткенде)



схемасы бойынша шынжыр пайда болады. Пайда болған актив орайлар – OH радикаллары H_2 молекулалары менен тәсир етисип суўды береді:



Усының нәтийжесинде пайда болған H атомлары буннан былай



схемасы бойынша реакцияға кириседи. Бул реакциялардың нәтийжесинде суўдың пайда болыуы менен бирге H, O, OH актив орайларының санлары артады (HBr ның пайда болыу реакциясында H хәм Br еркин атомларының санлары үлкейген жоқ еді).

Егер шынжырлардың тарқалыуының нәтийжесинде пайда болатуғын актив орайлардың саны орайлардың үзилиулериниң санынан артық болса актив орайлар саны оғада үлкен тезликлер менен артады (геометриялық прогрессия бойынша) хәм усының ақыбетинде реакцияның жедел түрде өзинен өзиниң тезлениуі – партланыу орын алады.

Бул партланыудың шынжырлы механизминиң принципінде тұрақлы температураларда да орын алыуы характерли. Усыны менен бир қатарда партланыудың *жыллылық механизми* де бар. Бул жағдайда реакцияның тезлигиниң температурадан күшли ғәреззилиги орын алады. Жыллылық үлкен тезликлер менен бөлинип шығатуғын экзотермалық реакцияларда болса бул тезликлердің шамасы жыллылықтың сыртқы орталыққа тарқалыу тезлигине салыстырғанда әдеуір үлкен мәниске ийе болыуы мүмкин. Усындай жағдайда реакция болып атырған араласпаның кызыуы орын алып, бул өз гезегинде реакцияның өз өзинен тезлениуін болдырады.

XII БАП

Бетлик қубылыслар

§ 94. Бет керими

Усы ўақытларға шекем биз жыллылық қасиетлери менен көлемлик характерге ийе болған қубылысларды қарадық: бул қубылысларда денениң барлық массасы қатнасты. Денелерде еркин бетлердің болыўы *бетлик* ямаса *капиллярлық қубылыслары* деп аталатуғын қубылыслардың айрықша категориясының жүзеге келиўине алып келеди.

Қатаң түрде айтканда қәлеген дене ваккумде емес, ал қандай да бир орталықта, (мысалы атмосферада) жайласқан. Сонлықтан денелердің бетлери ҳаққында емес, ал еки орталықты айырып туратуғын бетлер ҳаққында айтыў керек.

Бетлик қубылысларда денелердің тиккелей бетинде жайласқан молекулалар қатнасады. Егер денелердің өлшемлери жүдә киши болмаса, онда бундай молекулалардың саны тийкарғы көлемде жайласқан молекулалар санынан әдеўир аз болады. Сонлықтан әдетте бетлик қубылыслар үлкен орын ийелемейди. Бирақ киши өлшемлерге ийе денелерде бул қубылыслар әҳмийетли орынларды ийелейди.

Беттеги базы бир жуқа бетлик қатламда жайласқан молекулалар денениң ишинде шараятлардан басқа шараятларда турады. Денениң ишиндеги молекулалар барлық тәреплерде өзиндей молекулалар менен қоршалған. Ал бетке жақын жайласқан молекулалар болса өзиндей қоңысыларға тек бир тәрепте ғана ийе болады. Бул бетке жақын жайласқан молекулалардың энергияларының денениң ишиндеги молекулалардың энергияларынан басқа екенлигин билдиреди. Бетке жақын жайласқан барлық молекулалардың энергиясының егер усы молекулалар денениң ишинде жайласқан болғандағы ийе болыўы керек энергиясы арасындағы айырма *бетлик энергия* деп аталады.

Бетлик энергияның бөлип турыўшы беттиң майданы S ке пропорционал екенлиги анық:

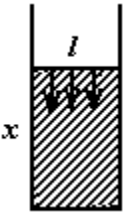
$$U_{\text{бет}} = \alpha S.$$

Бул аңлатпадағы α коэффициентти бир бирине тийисип турған орталықлардың тәбиятынан ҳәм олардың ҳалларынан ғәрезли болады. Бул коэффициентти *бет керими коэффициентти* деп атайды.

Биз механикадан күшлердің барлық ўақытта да денениң ең киши болған энергияға ийе болатуғын ҳалға қарай бағытланатуғынлығын билемиз. Усыған сәйкес бетлик энергия да мүмкин болған ең киши мәниске ийе болыўға умтылады. Буннан α коэффициентиниң барлық ўақытта да оң мәниске ийе болатуғынлығы келип шығады. Қарама-қарсы жағдайларда бир бирине тийисип туратуғын орталықлар айырым түрде жасай алмаған болар еди – оларды бөлип туратуғын бет шексиз үлкейген, яғный еки орталық бир бири менен араласыўға умтылған болар еди.

Бет керими коэффициентиниң оң мәниске ийе болатуғынлығынан еки орталықты айырып турыўшы беттиң барлық ўақытта да кемейиўге умтылатуғынлығы келип шығады. Суйықтың тамшыларының (ямаса газ

көбикшелеринің) сфера формасына ийе болыуы тап ұсы қубылыс пенен байланысly. Себеби берилген көлемдеги шар басқа барлық фигуралар арасында ең киши бетке ийе болады. Тамшының сфералық формаға ийе болыаына салмақ күши кесент жасайды, бирақ киши тамшылар ушын бут тәсир жүдә әззи хәм сонлықтан олардың формалары сфералыққа жақын.

 <p>1-сүүрет</p>	<p>Салмақсызлық жағдайында сұйықтың қәлеген еркин массасының формасы сфералық болады. (май менен) салыстырмалы салмағы бирдей болған спирт пенен сұдың араласпасындағы өсимлик майының шар тәризли тамшыға түринде жүзип жүретуғынлығын көрсететуғын көпшиликке белгили тәжирийбеде бундай шараятларды жасалма түрде пайда етиўге болады.</p>
---	---

Бет керими төмендеги әпиўайы мысалда өзін күш түринде көрсетеди: Сым рамкаға керилген сұйықтың пленкасын көз алдымызға келтиремиз. Рамканың тәреплеринің бири l ге тең болсын хәм ол қозғала алатуғын болсын (1-сүүрет). Беттиң киширейиўге умтылатуғынлығынан сымға күш тәсир етеди. Рамканың қозғалыўшы бөлиминдеги бұл күшти тиккелей өлшеў мүмкин. Механиканың улыўмалық қағыйдалары бойынша күш F энергиядан (бул жағдайда бетлик энергия) күш тәсир ететуғын бағыт x бойынша алынған түүындыға тең:

$$F = - \frac{dU_{\text{бем}}}{dx} = -\alpha \frac{dS}{dx}.$$

Пленканың бетинің майданы $S=lx$ болғанлықтан

$$F = -\alpha l.$$

Бул рамканың l кесиндисине бет кериминің нәтийжесинде пленканың бир бети тәрепинен түсетуғын күш болып табылады (пленка бети еки тәрепке ийе болғанлықтан l кесиндисине еки есе үлкен күш тәсир етеди). Минус белгиси бул күштиң пленка бетинің ишине қарай бағытланғанлығын билдиреди.

Солай етип денениң бетин шеклеўши сызыққа (ямаса бул беттиң қандай да бир участкасына) бул сызыққа перпендикуляр, бетке урынба бағытта хәм беттиң ишине қарай бағытланған күшлер тәсир етеди. Сызықтың узынлығының бир бирлигине сәйкес келиўши күш бет керими коэффициенти α ге тең.

Бет керими коэффициенти α ның өлшемлери оның анықламасынан келип шығады хәм хәр қыйлы түрде берилиўи мүмкин: майданның бир бирлигине сәйкес келиўши энергия ямаса узынлықтың бир бирлигине сәйкес келиўши күш:

$$[\alpha] = \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2} = \frac{\text{дин}}{\text{см}}.$$

Жоқарыда айтылғанлардан бет кериминің мәниси хәққында айтылғанда атап айтқанда қандай еки орталықтың бир бирине тийисип тұрғанлығын көрсетиўдин кереклиги келип шығады. Әдетте сұйықтың бет крими дегенде (екинши орталықты көрсетпей) ұсы сұйықтық пенен оның пуўы арасындағы шегарадағы бет керимин нәзерде тутарды. Бул шама температураның жоқарылааы менен барлық ўақытта да киширейеди хәм сұйықтық хәм пуў арасындағы айырма жоғалатуғын критикалық ноқатта нолге тең болады.

Бир неше сұйықтықлар ушын олардың хәўа менен шегарасындағы бет керим коэффициентлерин келтиремиз (эрг/см² бирликлеринде) :

Суў (20°C)	73
----------------------	----

Этил спирти (20°C)	17
Бензол (20°C)	29
Сынап (20°C)	480
Алтын (1130°C)	1100

Сұйық гелийдің пұйы менен шегарасындағы бет керими жүдә киши шама болады. Абсолют нол жанында оның шамасы $0,35 \text{ эрг/см}^2$ ка тең.

Әлбетте қатты денелердің бетлерінде де бет керими орын алады. Бирақ ол әдеттеги шараятларда жүдә аз сезиледи: салыстырмалы киши бет керимлери денениң формаларын өзгерте алмайды. Усыған байланысly қатты денелердің бет керимин тиккелей өлшеу оғада қыйын болып табылады хәм олардың бет керимлери хаққында исенимли мағлыұматлар жоқ.

Анизотроп дене болған кристалдың бет керими оның хәр қыйлы қапталларында хәр ыйлы болыуы керек. Себеби кристалдың хәр қыйлы қапталында атомлар хәр қыйлы болып жайласқан. Усы себепке байланысly егер кристал өзиниң формасын еркин өзгерте алған жағдайда ол шар тәризли форманы ийелемеген болар еди (барлық бети бойынша бирдей керимге ийе болатуғын изотроп денелер (сұйықлық) шар тәризли форманы ийелейди). Бундай шараятлардағы кристалдың тең салмақлық формасының өзине тән түрге ийе болатуғынлығын көрсетиўге болады: бұл форма көп емес санлы тегис қапталлардан ибарат болып, бұл қапталлар белгили бир мүйеш пенен емес, ал иймейген участкалар пайда етип кесилеседи.

Бұл қубылысты бақлай мүмкин. Оның ушын, мысалы, тас дузы монокристалынан жонып алынған шариклерди шама менен 750°C температурада ұзақ ўақыт кыздырғанда атомлар беттиң бир участкаларынан екиши бир участкаларына жылысып өтеди хәм жоқарыда айтылып өтилгендей фигура формасына ийе болады.

§ 95. Адсорбция

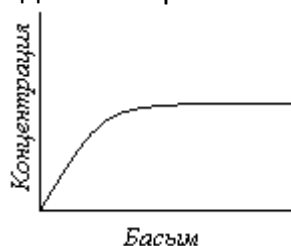
Сұйық хәм қатты денелердің бетлерине баска бир (өзге) затлардың (усыған байланысly бұл затларды *адсорбентлер* деп атайды) жыйналыұынан ибарат болған *адсорбция* қубылысы менен көп санлы бетлик қубылыслар байланысly. Адсорбция газлерден, сұйықлықлардан болыуы, соның менен бирге еритпедеги ериген затларда адсорбцияланыуы мүмкин. Мысалы көпшилик газлер көмирдің, силикагелдің, металлардың көпшилигиниң бетинде адсорбцияланады, комир еритпелерден хәр қыйлы органикалық бирикпелерди адсорциялайды. Адсорбция дәрежеси *бетлик концентрация* менен характерленеди, ал бетлик концентрация деп адсорбенттиң бетиниң 1 см^2 да жыйналған басқа заттың муғдарына айтамыз.

Адсорбция қубылыс тәбиятта кеңнен тарқалған хәм техникада пайдаланыўда үлкен орын ийелейди. Көп муғдардағы затты адсорбциялау ушын бети мүмкин болғанынша үлкен болған (берилген массадағы), мысалы геўек ямаса пұқта түрде майдаланған заттан пайдаланған мақул. Адсорбентлердің бұл қәсийеттиң характеристикасы ретинде олардың *салыстырмалы бети* түсинигинен пайдаланады (салыцстырмалы бети деп 1 г затқа сәйкес келиўши бетти айтады). Жақсы адсорбентлерде (мысалы арнаўлы геўеклерге ийе көмирде) бұл беттиң майданы жүзлеген квадрат метрге шекем жетеди. Егер денениң ишинде геўеклер

пайда еткенде ямаса оларды пұқта түрде майдалағанда салыстырмалы беттің бундай үлкен мәніслерге шекем үлкейіуі таң қаларлық емес. Мысалы радиусы r болған шариклерге майдаланған 1 см^3 зат шамасы $\frac{4\pi r^2}{4\pi r^3/3} = \frac{3}{r}$ ге тең бетке ийе болады; егер $r \sim 10^{-6} \text{ см}$ болса беттің шамасы жүзлеген квадрат метрге тең.

Адсорбцияланған газдің концентрациясы (берілген температурада) адсорбенттің үстіндегі газдің басымына байланысly. Бул ғәрезлилик 2-сүўретте көрсетлгендей типтегі иймеклик пенен сәўлеленеди. Дәслеп басымның өсиўи менен бетлик концентрация тез өседи. Басымның буннан былай өскенинде концентрацияның өсиўи әстеленеди хәм ақыр-аяғында базы бир шекке ямаса басқа сөз бенен айтқанда тойыныўға умтылады. Тәжирийбе адсорбцияның тойыныўының адсорбенттің бетинің адсорбцияланған молекулалардың бирдей болған (мономолекулярлық деп аталатуғын) бети менен толық жабылыўына байланысly екенлигин көрсетеди.

Бир бири менен тийисип тұрған орталықлардың шегарасындағы бет кериминің өзгериси адсорбцияның оғада әхмийетли қәсийети болып табылады (әдетте бул жағдайда суйықлықтың бети хәққында гәп кетеди). Адсорбция барлық ўақытта да бет керими коэффициенттің мәнісин кемейтеди. Егер бундай болмағанда адсорбция пүткиллей орын алмаған болар еди. Бул жерде де бетлик энергияның кемейіўге умтылыўы көринеди: беттің майданының киширейіуі менен бул кемейіў беттің физикалық қәсийетлеринің өзгериуі менен де байланысly болыўы мүмкин. Солардың бет керимине тәсирине байланысly (берілген суйықлықтың бетинде) адсорцияланыў қәсийетлерине ийе болған затлар *бетлик-актив* затлар деп аталады. Мысал ретинде хәр қыйлы сабынлардың суў ушын усындай затлар болып табылатуғынлығын атап өтемиз.



Суйықлықтың бетинде адсорбциялана алатуғын затлардың улыўмалық муғдары жүдә киши. Сонлықтан бетлик-актив затлардың араласпасының оғада аз муғдары да суйықлықтың бетинде жыйналып оның бет керимин әдеўир шамаларға өзгерте алады. Суйықлықтың бет керими тазалыққа да күшли ғәрезли. Мысалы суўға аз муғдардағы сабын қосылғанда оның бет керими 3 есе ден де артық шамаға киширейеди.

Суйылық бетиндегі адсорбцияланған мономолекулалық пленкалар өзине тән қәсийетлерге ийе болған объект болып табылады: бундай пленкалар заттың еки өлшемли халлары болып табылады, бул жерде молекулалар үш өлшемли көлемде емес, ал еки өлшемли бетте тарқалған. Бундай халда үш өлшемли фазаларға сәйкес хәр қыйлы "газ тәризли", "суйық" хәм "қатты" фазалардың болыўы мүмкин.

"Газ тәризли" пленкада адсорбцияланған молекулалар суйықлықтың бетинде салыстырмалы сийрек жайласқан болып, олар усы суйықлықтың бети бойынша еркин қозғала алады. "Конденсацияланған" пленкаларда болса молекулалар бир бирине тийисип турады, соның менен бирге молекулаларға бир бирине

салыстырғанда қозғалыуға базы бир еркинлик бериледи (суйық пленкаға ағыуға мүмкиншилик бериледи) ямаса молекулалар бир бири менен беккем байланысқан болып, пленка қатты дене сыяқлы қәсийетке ийе болады. Конденсацияланган пленкалар анизотроп болыуы мүмкин. Бул жағдайда пленка суйық ямаса қатты кристаллардың аналогы болып табылады. Биринши жағдайда абсорбенттиң бети бойынша молекулалар дұрыс ориентацияланады, ал екинши жағдайда молекулалардың бир бирине салыстырғанда дұрыс жайласыулары орын алатуғын еки өлшемли кристаллық пәнжереге ұқсас жағдайдың пайда болыуына ийе боламыз.

Суў бетинде суўда еримейтуғын, молекулалары ушларының биринде COOH , OH топарларына ийе ұзын углеводород шынжырын пайда етиўши органикалық кислоталар, спиртлер ҳ.т.б.тәрепинен пайда етилген мономолекулалық пленкалар бул қубылысларды үйрениў ушын қолайлы объектлер болып табылады.