ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ
ОЛИЙ ВА ЎРТА МАХСУС ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ

О.ҚОДИРОВ

ФИЗИКА КУРСИ

1-ҚИСМ

МЕХАНИКА, МОЛЕКУЛЯР ФИЗИКА

(*Қайта ишланган ва тўлдирилган иккинчи нашри*)

*Олий ва ўрта махсус таълим вазирлиги томонидан
бакалавриат таълим йўналиши талабалри учун
ўқув қўлланма сифатида тавсия этилган*

«FAN VA TEXNOLOGIYA» – 2005

О.Қодиров. Физика курси, 1-қисм (механика, молекуляр физика). Т., «Fan va texnologiya», 2005, 348 бет.

Ҳаётнинг ҳамма соҳаларида, жумладан, жамиятни тубдан ислоҳ қилишнинг бош мезонларидан бири – юқори малакали ва ҳар томонлама камолга етган миллий кадрлар тайёрлашдир. Шу маънода олий таълимда жаҳон андозаларига мос бўлган дарслик ва ўқув қўлланмаларини яратишга қаратилган изланишлар олиб борилмоқда. Ушбу олий техника ўқув юртларининг бакалаврлари учун тайёрланган «Физика курси» ўқув қўлланмаси ана шу мақсадга қаратилган.

Ўқув қўлланмада кинематиканинг асосий тушунчалари, динамик ва статистик тавсифлаш усулларини баён этувчи мавзулар янгича ёндашувлар билан берилган бўлиб, кўпгина мавзулар илмий-услубий жиҳатдан чуқур ёритилган.

Тақризчи: К.А.Турсунметов-физика-математика фанлари доктори, профессор

СЎЗ БОШИ

Мамлакатимиз ижтимоий ҳаётида туб ўзгаришлар юз бераётган ҳозирги даврда олий таълимнинг асосий вазифаси давр талабидаги ўқув тизимини яратиш бўлиб, бу соҳада олий мактабларда ҳар хил ёндашишлар, изланишлар, ўзгаришлар амалга ошмоқда.

Чуқур ислоҳотларни амалга ошириш, бозор иқтисодиётига ўтиш биринчи навбатда, кадрлар салоҳиятига, уларнинг касб жиҳатдан тайёргарлигига боғлиқ бўлади. Буни амалга ошириш учун олий таълим тизимида ўқитилаётган фанларнинг сифатиини тубдан яхшилаш, биринчи навбатда режа, дастур, дарслик ва ўқув қўлланмаларни мазмунан ҳамда шаклан қайта кўриб чиқиш, уларни давр талаби даражасига кўтариш зарур. Шуни таъкидлаш керакки, барча тараққий этган мамлакатларда, шу жумладан, бизда ҳам физика ўқитилишининг янги йўллари қидирилмоқда, булар таълим тизимининг долзарб муаммоларидир.

Физика табиат ҳодисаларини ўрганар экан, тажрибага, шунингдек, илмий-назарий таълимотларга асосланади.

Физикада ҳар қандай объектнинг ҳолати ва ҳаракат ўзгариш қонуни (масалан, ҳаракат тенгламаси)нинг берилиши уни тўлиқ тавсифланишига олиб келади. Шу маънода «ҳолат» тушунчаси физикадаги асосий тушунчалардан бири ҳисобланади, унга фазо, вақт, ҳаракат каби жуда муҳим бўлган тушунчалар сифатида қаралади, бу биринчидан.

Иккинчидан, кўпгина техника олий ўқув юртларида назарий физика курси деярли ўқитилмайди, ўрганилмайди. Шу боис олий техника ўқув юрти талабалари учун физика курсини яратишда унинг назарий асосларини бойитиш, чуқурлаштириш ҳамда талабаларда асосий тушунчаларни шакллантиришга катта эътибор берилди.

Мазкур нашрда механика бўлимидаги тебранма ҳаракат ва тўлқинларга оид боблар ўрнига суюқлик ва газлар механикасига оид боблар киритилди.

Бундан ташқари, механика бўлимидаги кўпгина мавзулар қайта кўриб чиқилди ва янги мавзулар билан бойитилди. Жумладан, механика бўлими "Математик тушунчаларнинг физик маънолари", "Умумий нисбийлик назарияси асослари", "Табиат симметрияси ва сақланиш қонунлари" каби мавзулар киритилди.

Қўлланманинг молекуляр физика бўлимига ҳам янги мавзулар киритилди. Масалан, "Статистик физика асосида термодинамик катталикларни аниқлаш", "Конденсирланган ҳолатлар", "Энтропиянинг термодинамика қонунлари асосида изоҳланиши", "Термодинамик функциялар", "Номувозанатли термодинамика ва номувозанатли статистик физика асослари" каби мавзулар билан молекуляр физика бўлими кенгайтирилди.

Қўлланма олий таълимнинг бакалавриат йўналишидаги стандарт талабларга мос янги дастур асосида ёзилган бўлиб, ундан олий техника ўқув юрти талабалари, бошқа мутахассислик талабалари, жумладан, университет талабалари ҳам фойдаланишлари мумкин.

Қўлланмани яратишда қимматли маслаҳатлар берган Тошкент Давлат педагогика университети профессори А.Бойдедаевга, китобнинг иккинчи нашри учун фойдали маслаҳат ва таклифлар берган профессор К.Турсунметовга, профессор Б.Мирзаҳмедов ва доцент Ш.Набиевга миннатдорчилик билдираман.

Муаллиф

КИРИШ

Бизни ўраб олган олам бепоён ва хилма-хилдир. Бу оламдаги - табиатдаги ҳар бир ҳодиса фазо ва вақтда воқийликка айланади. Бошқача айтганда, фазо ва вақтда рўй берувчи ҳар бир нарса ҳодисадир. Табиатдаги ҳодисалар хилма хил бўлиб, маълум қонуниятларга бўйсунади, яъни табиатдаги барча моддий ва майдон кўринишидаги борлиқ - материя ҳаракат туфайли ўзгариб туради ва бу ўзгаришлар маълум қонуииятлар асосида рўй беради. Материя ўзгаришининг асоси бўлган ҳаракат хилма-хил ва доимийдир. Бу қонуниятларни ўрганиш ва аниқлаш табиий фанларнинг вазифасидир. Жумладан, модда ва майдон кўринишидаги борлиқ - материя ҳаракатига оид қонуниятларни ўрганиш физика фанининг асосий вазифасидир.

Табиат ҳодисалариии ва қонунларини ўрганиш жуда қадимдан бошланган. Табиат сирларини ўрганиш асосида инсоният ўзининг турмуш шароитини, яшаш имкониятларини яхшилаб борди. Натижада табиат сирларини ўрганиш кундалик эхтиёжга айланиб қолди.

Юнонистонда табиат ҳодисаларини ўрганиш (фан ривожланиши) билан табиатшунослик фани вужудга келди. Юнонча “фюзис” сўзи табиат деган маънони билдиради. Физика фани XVIII асрдан бошлаб тез ривожланди. Италия олими Галилей механика қонунларини аниқлаган бўлса, инглиз олими Ньютон бу қонунларни узил-кесил таърифлаб берди. XVIII асрга келиб саноат, транспорт, техника ривожланди ва иссиқлик ҳодисаларини ўрганиш асосида молекуляр физика - термодинамика фани ривож топди.

XVIII аср охири XIX аср бошларига келиб, электр ҳодисалари кашф қилина бошланди ва электромагнетизм назариясига асос солинди. Ҳозирги атом асри, космонавтика, кибернетика асрида физика фани ютуқларини бирма-бир санаб бериш жуда қийин.

1954 йили дунёда биринчи марта атом электростанция ишга туширилди. 1957 йили биринчи марта Ернинг сунъий йўлдоши учирилди. 1961 йили жаҳонда биринчи марта инсон космосга парвоз қилди. 1970 йили астронавтлар Ойга бориб қайтишди.

Ҳозирги вақтда термоядро энергиясидан яқин йиллар ичида фойдаланишнинг реал тадқиқотлари амалга ошмоқда.

Табиат қандай ва нималардан тузилганлиги ҳақидаги савол ҳар доим долзарб масала бўлиб келган.

Ҳозирги замон фани табиатни элементар зарралар - ядро - атом - молекула - макрожисм - планета - юлдузлар - Олам кўринишида тасаввур қилади ва табиат маълум қонуниятли боғланишга эга бўлган, масалан, элементар зарралар янада кичик зарралардан, ядро протон ва нейтронлардан, атом ядро ва электронлардан, макрожисм атом ва молекулалардан, Қуёш системаси планеталардаи, Галактика юлдузлардаи, Олам галактикалардан тузилган деб ҳисоблайди. Инсон фақат макрожисм (газ, суюқ, қаттиқ) жисмлар билан муомалада, мулоқотда бўлади. Лекин микро ва макро оламдаги ҳодисаларнинг боришини ҳам кузатишлар, текширишлар, изланишлар билан ўрганиб боради.

Физика табиат қонунларини, табиат ҳодисаларини ўрганар экан босқичма-босқич, масалан, дастлаб механик ҳаракатлар (планеталар ҳаракати), иссиқлик ҳодисалари (молекулалар ҳаракати), жисм хоссалари қандай, атом, ядро ва элементар зарралар (микроолам) қандай тузилган, нималардан тузилган деган саволларга жавоб олади.

Зарралар, ядролар, атомлар, макро жисмлар ва Оламни ташкил қилган ҳар бир системани ўзи ҳам бир бутунликни таъминловчи асосий ўзаро таъсирга эга. Ҳозирги вақтда бундай асосий ўзаро таъсирларни табиатда 4 хил бўлиши аниқланган. Бундан ташқари табиат икки хил кўринишда модда ва майдон кўринишда бўлишлиги аниқланган бўлиб, табиат фақат моддий борлиқ-моддий жисм ва майдон кўринишида намоён бўлади.

Табиатнинг энг муҳим ажралмас хусусияти фазо ва вақт (макон ва замон) ҳисобланади. Табиат биз яшаётган дунёни фақат уч ўлчовли фазо ва бир ўлчовли вақт кўринишида танлаб олган бўлса, ажаб эмас.

Физика фанининг муҳимлигига сабаб, у материя ҳаракатининг энг содда шаклларидан тортиб энг умумий қонуниятларини ўрганади. Табиатни билишда биз сезги органларимизга асосланамиз. Бу сезги органларимиз орқали объектив дунёни билишга ҳаракат қиламиз.

Физика фанининг ўрганиш объекти материя ҳаракатидир. Материя, ҳаракат умуман олганда фалсафий тушунчалардир. Материя - сезги органларимизга таъсир этиб, сезги уйғотади, бизнинг онгимизга боғлиқ бўлмаган объектив реалликдир. Ҳаракат умуман ўзгаришдир. Ҳаракат материянинг яшаш шаклидир. Ҳаракатнинг энг содда шакли механик ҳаракатдир. Физика энг оддий механик ҳаракатдан тортиб мураккаб ҳаракат шакллари атом ички дунёсигача бўлган ҳаракат кўринишидаги ўзгаришларни ўрганади.

Механик ҳаракат деб, жисм ва жисм қисмларининг кўчишига айтилади. Бундай кўчиш албатта бирор жисмга нисбатан содир бўлади. Шунинг учун жисм ҳаракатини текширишда бу жисм ҳаракатини бирор ҳаракатсиз жисмга нисбатан ҳисоблаш ҳақида шартлашиб олишимиз керак. Бундай ҳаракатсиз жисм билан боғланган ихтиёрий координат системасини саноқ системаси деб олишимиз мумкин. Амалда кўпинча шундай саноқ системаси сифатида Декарт координаталар системаси ишлатилади. Жисм ҳаракатини текшириш учун умуман олганда, биринчидан, унга нисбатан бирор ҳаракатсиз жисм - саноқ системаси берилган бўлиши керак. Иккинчидан, ҳаракатдаги жисм билан ҳаракатсиз деб олинган жисм орасидаги масофани ўлчаш усулига - масштабга эга бўлишимиз керак. Учинчидан, ҳаракатнинг давомийлигини ўлчаш усулига - вақтни ўлчаш усулига эга бўлишимиз керак.

Фаннинг ривожланишида тажриба муҳим аҳамиятга эга. Ўтказилган тажриба (кузатишлар, эксперимент, амалиёт) ёрдамида табиат ҳодисаларининг маълум бир соҳаси бўйича жуда кўп маълумотлар йиғилади, тўпланади. Бу маълумотлар, билимлар асосида илмий тахмин (гипотеза) яратилади. Агар фаразлар тўғрилиги янги тажрибаларда тасдиқланса, назария вужудга келади. Бу назария эса ҳодисаларни ягона нуқтаи назардан, ҳам сифат жиҳатдан, ҳам миқдор жиҳатдан тўғри тушунтиради, баъзи ҳодисаларни олдиндан айтиб беради.

Табиат ҳодисаларини ўрганиш жараёнини соддалаштириш учун бу ҳодисаларни ўзида тахминан тўғри акс эттирувчи аниқ тасвири, нусхаси, модели яратилади. Моделлардан фойдаланиб, назария жуда кўп ҳодисаларни тўғри тушунтиради. Физикада ана шундай моделлардан жуда кўп фойдаланилади. Масалан:

моддий нуқта, мутлақ қаттиқ жисм, эластик шарча, мутлақ қора жисм ва ҳоказолар.

Агар жисм деформацияси ҳисобга олинмаса, яъни деформацияланмайдиган жисм мутлақ қаттиқ жисм дейилади. Бизга маълумки мутлақ деформацияланмайдиган жисм табиатда йўк. Лекин унга яқин бўлган жисмлар мавжуд. Баъзан жисм ҳаракатини текширишда унинг ўлчами ҳисобга олинмайди. Ўлчами ҳисобга олинмайдиган жисм моддий нуқта дейилади. Масалан, снаряд ҳаракатини текширишда уни моддий нуқта деб ҳисоблаш мумкин. Лекин снаряд ҳаракати умуман олганда порох сифатига, миқдорига, тўп тузилишига, снаряд ўлчамига, шаклига, ҳаво қаршилигига, снарядни ўз ўқи атрофида айланишига ва бошқаларга боғлиқ. Ернинг ўз ўқи атрофида ҳаракатини кузатишда уни моддий нуқта деб ҳисоблаш мумкин эмас. Қуёш атрофидаги ҳаракатида Ер моддий нуқта деб қаралади.

Миқдорий ифодаланиши мумкин бўлган физик тушунча катталик дейилади, яъни материянинг физик хоссаларини тавсифловчи катталиклар физик катталиклар дейилади. Масалан: узунлик, вақт, тезлик, ток кучи ва ҳ.к.

Физик ҳодисаларни ва улардаги қонуниятларни ўрганиш ҳамда улардан техникада ва ҳаётда фойдаланиш жараёнида физик катталикларни ўлчаш зарурати туғилади.

Умуман физик катталиклар ўлчов бирлигини танлаш муҳим аҳамиятга эга бўлиб, (бу бирликларни ихтиёрий қабул қилиш мумкин) дастлаб француз олимлари таклиф қилган ўлчовлар системасига асосан асосий бирликлар сифатида метр, килограмм, секунд қабул қилинди.

Бирор катталикни ўлчаш бу шартли равишда бирлик қилиб олинган жисмга, масалан, эталон-намуна деб олинган жисмга берилган жисмни таққослаш, солиштиришдир. Бошқача айтганда, ўлчаш деб ўлчанилиши керак бўлган катталикда у билан бир жинсли ва бирлик деб олинган катталик неча марта борлигини аниқлашдан иборатдир. Бунда эталон қилиб олинган жисм ўлчов бирлиги дейилади.

Ўлчов бирликлари ихтиёрий танлаб олинган физик катталиклар системанинг асосий катталиклари дейилади. Физик катталикларни бирлиги шундай танланадики, уни амалда аниқлаш, ўлчаш мумкин бўлсин. Мисол учуи бундай бирликлардан энг кулайи узунлик бирлиги метрдир.

Физик катталикларнинг ўлчов бирликлари биринчидан, бошқа катталикларга боғлиқ бўлмаган ҳолда ихтиёрий олиниши мумкин бўлиб, бундай йўл билан аникланган бирликлар асосий бирликлар дейилади. Масалан, метр, секунд ва ҳ.к. Иккинчидан, физик катталикларни микдорий боғланишини ифодаловчи формулалар асосида ҳосил килинади. Бундай усул билан аникланган бирликлар ҳосилавий бирликлар дейилади. Масалан $F=ma$ формулага асосан куч бирлиги Ньютон, $A=Fs$ формуладан иш бирлиги Жоуль аникланади ва ҳ.к.

Маълум қонуниятни ифодаловчи формулалар физик катталиклар орасидаги боғланишни кўрсатади. Бундай боғлаиишлар асосида маълум бир физик катталикларнинг бирликлариии ихтиёрий олинган, масалан, узунлик, масса, вақт ва бошқалардан фойдаланиб, яъни уларни кўпайтириш, бўлиш, илдиз олиш, илдиз чиқариш билан ҳосил қилиш мумкин.

Асосий ва ҳосилавий бирликлар тўплами бирликлар системаси дейилади. Қайси бирликлар асосий бирликлар сифатида олинишига қараб бирликлар системаси бир-биридан фарқ қилади. Асосий бирликлари бир хил килиб олинган катталиклар учун ҳам бирликларни ҳар хил системаларини (масалан, ХБ ёки СГС каби) ҳосил килиш мумкин.Тажриба кўрсатадики, механик катталикларни ўлчашда асосий бирлик сифатида.узунлик, масса, вақт бирликлари, молекуляр физикада узунлик, масса, вақт ва температура бирлиги, электромагнит ҳодисаларда узунлик, масса, вақт ва ток кучи бирликларини олиниши етарлидир.

Ҳар бир катталик ўлчамликка эга бўлади. Ўлчамлик бу асосий бирликлар воситасида ҳосилавий бирликларни ҳарфлар орқали белгилашдир. Асосий катталиклар воситасида ҳосилавий катталикларни ифодаловчи муносабатлар ўлчамлик формуласи қилиб олинади ва улардан ҳосилавий катталикнинг ўлчамликлари ўрнатилади.

Бирор A катталик L узунлик, M масса, T вақтнинг функцияси сифатида ўлчамлиги (французча *dimension* - ўлчамлик деган сўздан олинган):

$$\dim A = L^{\alpha} M^{\beta} T^{\gamma}$$

кўринишида аниқланади. Бунда α , β , γ бутун, каср, мусбат, манфий сонга тенг бўлиши мумкин бўлган катталиклар. Бу ифода ёрдамида тезликнинг ўлчамлиги:

$$\dim \vartheta = LM^0T^{-1} = LT^{-1}$$

тезланиш ўлчамлиги

$$\dim a = LM^0T^{-2} = LT^{-2}$$

куч ўлчамлиги

$$\dim F = LMT^{-2}$$

инерция моментининг ўлчамлиги

$$\dim J = L^2M$$

ва х.к. бўлади.

Х.Б даги асосий бирликлар учун ўлчамликлар қуйидагича белгиланади: узунлик L, масса M, вақт T, температура Θ, ток кучи I, ёруғлик кучи J, модда миқдори N. Шунинг учун ихтиёрий физик катталикнинг ўлчамлигини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\dim A = L^{\alpha} M^{\beta} T^{\gamma} \theta^{\nu} I^{i} J^{j} N^{n} .$$

Бу ерда α , β , γ , ν, i, j, n лар мусбат, манфий, бутун, каср бўлиши мумкин бўлган катталиклардир. Бу ифодадан фойдаланиб $\nu=i=j=n=0$ бўлганда механик катталикларнинг ўлчамликлари, $i=j=n=0$ бўлганда иссиқликка оид катталик ўлчамликлари ва х.к. бошқа катталик ўлчамликлари ҳосил қилинади.

Халқаро бирликлар (ХБ)га асосан қуйидаги бирликлар асосий бирликлар деб қабул қилинган:

1. Узунлик бирлиги - метр;
2. Масса бирлиги - килограмм;
3. Вақт бирлиги - секунд;
4. Температура бирлиги - Кельвин;
5. Ток кучи бирлиги - Ампер;
6. Ёруғлик кучи бирлиги - кандела;
7. Модда миқдори бирлиги - моль.

Кўп ҳолларда асосий бирликлар сифатида узунлик бирлиги см, масса бирлиги грамм, вақт бирлиги қилиб секундлар олинган СГС системасидан ҳам назарий, ҳам амалий ишларда [illegible] фойдаланиб келинмоқда

I ҚИСМ. МЕХАНИКА

I.1. МЕХАНИКАНИНГ КИНЕМАТИК АСОСЛАРИ

I.1.1. Фазо. Вақт. Ҳаракат
I.1.2. Тўғри чизиқли ҳаракат
I.1.3. Эгри чизиқли ҳаракат
I.1.4. Галилей алмаштиришлари
I.1.5. Лоренц алмаштиришлари
I.1.6. Нисбийлик назариясининг натижалари
I.1.7. Умумий нисбийлик назария асослари
I.1.8. Математик тушунчаларни физик маънолари

“Ўзлари билмаган табиат илмини камситувчи кўп кишилар сувнинг юқорига чиқиши ҳақида мен билан низо ва жанжал қиладилар. Уларнинг бу низолари табиатдаги ҳодисаларнинг туб сабабларини билмаганликларидадир”.

Абу Райҳон Беруний

I.1.1. Фазо. Вақт. Ҳаракат

Умуман материя ва ҳаракат тушунчалари муҳим бўлгани каби, макон ва замон (фазо ва вақт) тушуичалари ҳам ҳозирги замон фани учун муҳимдир.

Фазо ва Вақт классик тасаввурда (Ньютон фикрича) алоҳида-алоҳида нарса, мутлақ тушунча бўлиб, биз яшаб турган фазо абадий мавжуд, чексиз катта, қўзғолмас материя кўринишида тасвирланади. Фазонинг хоссалари вақт ўтиши билан ўзгармайди. Вақт фазонинг исталган нуқтасида бирдай ўтади деб ҳисобланади, яъни вақт ўз-ўзича, текис ва бирор бошқа объектга боғлиқ бўлмаган ҳолда ўтади деб қаралади.

Икки нуқта орасидаги энг қисқа масофа (уларни бирлаштирувчи) тўғри чизиқ эканлиги фазонинг муҳим хусусияти бўлиб, бундай хусусиятга эга бўлган фазо Евклид фазоси дейилади.

Сфера сирти (шар сирти)да икки нуқта орасидаги энг қисқа масофа тўғри чизиқ бўлмайди, балки ёйдан иборат бўлади. Бундай хусусиятга эга бўлган фазо Ноевклид фазоси дейилади.

Ҳозирги замон фани (нисбийлик назарияси) кўрсатишича олам фазоси Ноевклид фазо экан. Бундай фазода материянинг тақсимланиши ва ҳаракати фазо геометриясига таъсир қилади. Вақтнинг ўтиши ҳам материя ҳаракати ва тақсимланишига боғлиқ бўлади. Шу билан бирга фазонинг эгриланиш даражаси материянинг катта энергияли жойида кучли бўлади ҳамда бу жойда вақтнинг ўтиши "секин" содир бўлади.

Фазониг эгрилигини жуда катта масофалардагина сезиш мумкин, чунки ҳатто Галактика ўлчамлигида (10^{20}м) фазодаги икки нуқта оралиги бу нуқталарга мос олам сферасидаги ёй узунлигидан фарқ қилмайди. Бу фарқ 10^{26}м тенг масофаларда сезилади. Евклид геометрияси 10^{26}м ўлчамликдаги масофалардан 10^{-15}м гача бўлган масофалар учун ҳам ўринлидир.

Фазо ва вақт маълум хусусиятларга эга бўлиб, бу физик ҳодисаларнинг боришига таъсир қилади. Булар фазо ва вақтни бир жинслилиги ва фазонинг изотроплигидир. Фазонинг бир жинслилиги унинг ҳамма нуқталарини бир хил хусусиятлилиги, яъни фазонинг ҳамма нуқталарини бир-бирига нисбатан муқобил эканлиги, биридан иккинчисини устун бўлолмаслигидир.

Физик шароит ўзгармаса, ҳар қандай асбоб фазони исталган нуқтасида бирдай ишлайди. Бошқача айтганда, фазонинг бир нуқтасида рўй бераётган ҳодиса, бошқа нуқтасига олиб ўтилганда ҳам ўшандай давом этади. Масалан, Лондонда ўтказилган физик тажриба Тошкентда ўтказилган айнан бир хил тажрибадан фарқ қилмайди.

Вақтнинг бир жинслилиги унинг исталган дақиқаси бир-биридан фарқсиз эканлигини билдиради. Яъни агар объект ташқи муҳит билан таъсирга эга бўлмаса, вақтнинг исталган дақиқаси унинг бошланиши бўлиши мумкин. Барча физик жараёнлар қачон бошланишидан қатъий назар бир хил давом этади. Масалан, Ньютон аниқлаган бутун олам тортишиш қонуни Ньютон замонасида ҳам, ҳозир ҳам, бундан кейин ҳам бир қийматли маънога эгадир. Ёки юлдузлардан келаётган ёруғлик частотаси миллиард йиллардан кейин етиб келса ҳам ўзгармасдан қолади. Агар фазо ва вақтнинг бир жинслилиги бузилганда эди, Тошкентда ва Лондонда ўтказилган тажрибалар ҳар хил, кеча очилган қонун бугун нотўғри бўлиб қолган бўлар эди.

Фазонинг изотроплиги - унинг ҳамма нуқталаридаги барча йўналишларнинг тенг кучлилиги, яъни фазонинг барча йўналишларидаги хусусиятларининг бир хил бўлишидир.

Яккаланган система хоссалари фазонинг изотроплилигига асосан унинг бирор ўқ атрофида бурилишида ўзгармаслиги керак. Масалан, антенна ҳолатини ўзгартирмаган ҳолда телевизорни буриш билан уни кўрсатиши ўзгармайди.

Эйнштейн аниқлаган фазо ва вақт симметрияси энг умумий маънога эга бўлиб, табиатнинг барча ҳодисалари бурилиш - координаталарни алмаштиришга нисбатан инвариант (ўзгармас) эканлиги нисбийлик назариясида муҳим хулоса бўлиб ҳисобланади.

Фазо ва вақтнинг бир жинслигидан яна бир муҳим қонуният - сақланиш қонунлари келиб чиқади. Масалан, вақтнинг бир жинслигидан энергиянинг сақланиш қонуни, фазонинг бир жинслигидан импульснинг сақланиш қонуни келиб чиқади.

Ҳозирги замон фани масофа, вақт, тезликларни мумкин бўлган қийматларини жуда юқори аниқликда ўлчаш имкониятига эга.

Ҳозирги замон фани фазо ва вақтни ўлчашда энг катта масофа, вақт бу Оламнинг асбоблар билан кузатиш мумкин бўлган қисми 10^{26} м га тенг ва бу Оламнинг пайдо бўлганлигини 15-20 миллиард йилга тенг деб ҳисоблайди.

Худди шундай энг кичик масофа ва вақт бу атом ядро ўлчамидаги, ҳатто ундан кичик 10^{-18} м га тенг деб, ҳозирги замон мураккаб қурилмалари ёрдамида вақтни секунднинг 10^{-11}с га тенг қисмигача аниқликда ўлчаш мумкин.

Ҳаракат тезлигининг энг катта қиймати бу ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги бўлиб c=299792458 м/с га тенг.

Тажриба кўрсатадики, тезликнинг катта қийматларида ва кичик ўлчамларда, яъни микро оламда ҳодисалар классик физика қонунларидан фарқли маълум қонуниятларга бўйсунади.

1.1.2. Тўғри чизиқли ҳаракат

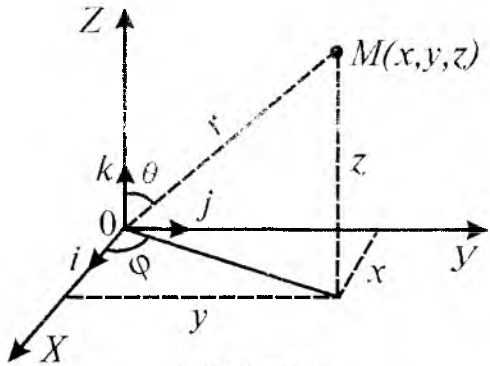
Умуман олганда ҳар қандай ўрганилаётган, текширилаётган физик объект учун уни ҳолати ва ҳаракатини берилиши муҳим ҳисобланади. Табиат ҳодисаларини ўрганишда ҳар бир физик объектни, масалан, механик ҳодисаларда механик система, иссиқлик ҳодисаларида макроскопик система, электромагнит ҳодисаларида электромагнит майдон ҳолати, микро оламда микрозарра ҳолати тушунчалари физикада асосий тушунчалардир.

Маълумки, фазо ва вақтда (замон ва маконда) рўй берувчи ҳар қандай нарса ҳодиса деб аталади. Шунинг учун ҳам дастлаб ҳодиса ҳақида гапирилар экан ҳодисани қачон ва қаерда бўлганлиги муҳим аҳамиятга эга бўлиб, бу табиатнинг ажралмас хусусиятларини белгилайди.

Фазода ҳодисани (жисм ёки система) ҳолатини қандай аниқлаш мумкин. Ҳолат ёки ҳаракат бирор бошқа тинч деб олинган ҳолат (жисм ёки система)га нисбатан, бошқача айтганда ҳолати тинч деб қаралаётган жисм одатда саноқ жисми сифатида олинади ва унга нисбатан кузатилаётган жисм ҳолати аниқланади.

Механика нуқтаи назарида ҳаракат жисмларнинг фазодаги вазияти (ҳолати)ни вақт ўтиши билан ўзгаришидан иборатдир.

Демак, жисмларнинг фазодаги ҳолати (ўрни) бирор координаталар системаси ёрдамида аниқланади. Бундай координаталар системаси ихтиёрий танлаб олиниши мумкин. Масалан, физикада Декарт, сферик, қутб координатлар системаси кўпроқ ишлатилади (расм I.1.2-1).



1.1.2-1- расм

Фазода ҳодисани аниқ бир ҳолатини белгилашда учта катталик етарли бўлиб, бу ҳолатни чексиз кўп усуллар билан аниқлаш мумкин. Масалан, саноқ системаси сифатида бир нуқтадан ўтган ўзаро бир-бирига тик ўқларни оламиз. Бу ўқларни координат ўқлари деб атаймиз. Координат ўқлари ҳосил қилган туғри бурчакли ўқларни бундай системаси Декарт координатлар системаси (франциялик олим Декарт номига қўйилган. 1596-1650) дейилади. Декарт координатлар системасида жисм ҳолати учта катталик, яъни жисмдан *xOz, xOy, yOz* текисликларгача бўлган масофалар билан аниқланади.

Фазода жисм ҳолати тўғри бурчакли уч ўлчовли Декарт O*xyz* - координат системасида берилган бўлсин. Бунда жисм ҳолати учта координата–*X* - абцисса, *Y* - ордината, *Z* - апликата билан белгиланади: $M(x,y,z)$. Бу катталиклар координат боши *O* дан *M* нуқтагача ўтказилган тўғри чизиқ - радиус-векторни *x, y, z* ўқлар бўйича ташкил этувчиларидир. Шундай экан жисмларнинг фазодаги ҳолатини *x, y, z* координаталар ёрдамида ёки биргина радиус-вектор билан ифодалаш мумкин.

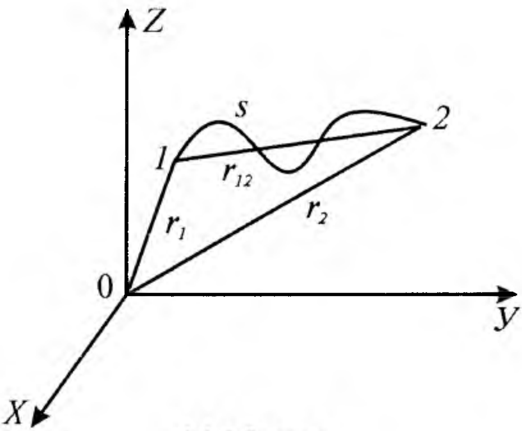
Жисм ҳолати сферик координат системасида ҳам учта катталик билан тўла аниқланади. Бунинг учун координат бошидан M нуқтагача бўлган радиус-вектор модули r, бу радиус-вектор билан $0Z$ ўқ орасидаги бурчак θ ва $0X$ ўқи билан радиус-векторнинг XOY текислигидаги ташкил этувчиси орасидаги φ бурчаклар берилган бўлиши керак. Демак, сферик системада r, θ , φ катталикларнинг берилиши билан нуқта ҳолати тўлик аниқланган бўлади.

Булардан кўринадики, ҳар қандай координат системаси олинганда ҳам жисм ҳолатини 3 та параметр билан аниқлаш мумкин. Бу хулоса фазонинг уч ўлчовга эга эканлигининг далилидир. Табиат нега шундай қурилган, яъни биз яшаётган дунё нега уч ўлчовга эга деган саволга чексиз кўп ўлчовли фазо мантиқ жиҳатдан мумкин бўлса-да, табиат фақат уч ўлчовли фазони маъқул кўрган дейиш мумкин.

Ҳодиса қачон бўлган деган саволга жавоб бериш учун биргина катталик етарли бўлиб, бу вақтни бир ўлчовга эга экаилигини билдиради. Вақт бир ўлчовли аниқ йўналишга эга бўлган катталикдир.

Жисм ҳаракатланаётганда фазодаги ҳолатини тавсифловчи нуқталарнинг геометрик ўрни бирор чизиқни ифодалайди. Одатда уни жисмнинг (бундан кейин моддий нуқта деб атаймиз) ҳаракат вақтида қолдирган изи моддий нуқтанинг траекторияси дейилади. Траекторияга қараб ҳаракатлар тўғри чизиқли, эгри чизиқли, жумладан, айланма ҳаракатларга бўлинади. Бундай ҳаракатларни ўрганишда кўчиш, тезлик, тезланиш каби тушунчалар муҳим аҳамиятга эга. Айтайлик, моддий нуқта маълум бир вақт оралиғида бир нуқтадан иккинчисига ўтаётган бўлсин. Моддий нуқтанинг бир нуқтадан иккинчисига ўтишдаги унинг траекторияси босиб ўтилган йўлни белгилайди. Одатда босиб ўтилган йўл S билан белгиланади. Биринчи нуқтадан иккинчи нуқтага ўтказилган тўғри чизиқ кўчиш дейилади (I.1.2-2- расм). Кўчиш йўналишга эга бўлиб, вектор катталикдир. Бизга маълумки, бирор координат системасида вақтнинг исталган дақиқасида нуқта координаталари аниқ бўлса, жисм ҳаракати тўла аниқланган бўлади. Бунда биз жисм координаталари деганда ҳар бир вақт дақиқасида жисм ҳолатини аниқловчи параметрларни тушунамиз.

Жисм ҳолатини тўла ифодаловчи параметрларнинг минимал сони унинг эркинлик даражаси дейилади.



1.1.2-2- расм .

Моддий нуқта ҳолати x, y, z -координаталар - параметрлар ёрдамида аниқланганлигидан унинг эркинлик даражаси 3 га тенг. Бундай моддий нуқтанинг радиус-вектори ҳаракат давомида ўзгариб туради. Яъни радиус-вектор вақтнинг функциясидир:

$$\vec{r} = \vec{r}(t) \tag{1}$$

ёки

$$x = f_1(t), \quad y = f_2(t), \quad z = f_3(t)$$

Булар ҳаракатнинг кинематик тенгламалари дейилади.

Бирор Декарт координат системасида тўгри чизиқли ҳаракат қилаётган моддий нуқтани текширайлик. Координат боши бирор 0 нуқтада жойлашган системада моддий нуқтани тўгри чизиқли ҳаракатини X ўқи бўйлаб деб ҳисоблайлик. Бундай саноқ системасида моддий нуқта ҳолати $x=x(t)$ тенглама билан тўла аниқланади, яъни босиб ўтилган йўл вақтнинг функцияси бўлади:

$$S=f(t)$$

Ҳодисани, воқеани, яъни жисм ҳолатини тўлиқ тавсифлаш учун у қачон, қаерда ва қандай рўй берган деган саволларга жавоб беришимиз керак. Чунки, ҳар қандай ҳодиса, воқеа фазо ва вақтда рўй беради. Бундай фазо ва вақтда рўй берувчи ҳодиса, воқеа, яъни жисм координаталари ва вақтлари орасидаги қонуниятли боғланиш унинг ҳаракат қонуни дейилади. Одатда (1) кўринишдаги ифода жисмнинг ҳаракат қонуни ёки ҳаракат тенгламаси дейилади.

Механика нуқтаи назаридан тўғри чизиқли, бир ўлчовли ҳаракатларда координата билан вақт ўртасидаги боғланиш (1)га асосан, босиб ўтилган йўл вақтга пропорционал, s~t ёки

$$s=\vartheta t \qquad (2)$$

тарзида ёзиш мумкин. Бунда пропорционаллик коэффиценти υ ҳаракатни тавсифловчи асосий катталик бўлиб, тезлик дейилади. (2)дан

$$\vartheta = \frac{S}{t}, \qquad (3)$$

яъни тезлик босиб ўтилган йўлни шу йўлни ўтиш учун кетган вақтга нисбатига тенг катталикдир.

Моддий нуқта вақтнинг жуда кичик dt ўзгаришида жуда кичик ds масофани босиб ўтса, тезлик қуйидагига тенг бўлади (оний тезлик):

$$\vartheta = ds/dt \qquad (4)$$

Ҳаракат давомида тезлик ўзгариши ёки ўзгармаслиги мумкин. Умуман тезлиги ўзгарувчи ҳаракатлар табиатда жуда кўп бўлиб, бундай ҳолларда тезлик вақтга пропорционал, яъни υ~t ёки

$$\upsilon = a t \qquad (5)$$

га тенг бўлади. Бу ерда a – пропорционалликни ифодаловчи катталик бўлиб, тезланиш дейилади. Демак, тезлик ва вақт орасидаги қонуниятли боғланиш, яъни ҳаракатни тавсифловчи асосий катталик сифатида тезланиш тушунчаси олинади. (5) формулада тезланиш

$$a = \frac{\vartheta}{t} \qquad (6)$$

га тенг бўлиб, вақт бирлиги ичида тезлик ўзгаришини кўрсатувчи катталикдир. Тезлик ва тезланиш ҳам йўналиши, ҳам сон қиймати билан аниқланувчи вектор катталиклардир.

Агар моддий нуқта тенг вақтлар ичида тенг масофаларни босиб ўтса унинг ҳаракати текис ҳаракат дейилади. Демак, текис ҳаракатда тезлик ўзгармас катталик экан. $ds = \vartheta \cdot dt$ формуладан кўринадики, моддий нуқтанинг текис ҳаракатда босиб ўтган йўли вақтнинг чизиқли функциясидан иборат бўлади.

Амалиётда кўпинча вақт бирлиги ичида босиб ўтилган йўл билан ўлчанадиган катталик, яъни тўла йўлни шу йўлни ўтиш учун кетган вақтга нисбати ўртача тезлик

$$\vartheta_{ўр} = \frac{s}{t}$$

ишлатилади. Масалан, Ернинг Қуёш атрофидаги ҳаракатидаги ўртача тезлиги қуйидагига тенг:

$$\vartheta_{ўр} = \frac{s}{t} = \frac{2\pi R}{T} = \frac{2\pi \cdot 150 \cdot 10^6}{365 \cdot 24 \cdot 60 \cdot 60} \approx 30 \ \frac{км}{с}$$

(6) ни $ds = \vartheta \cdot dt$ формулага қўйиб, вақтнинг 0 дан t га ўзгаришида масофа 0 дан S га ўзгаради деб,

$$S = \int_0^t \vartheta dt$$

ёки

$$S = \frac{at^2}{2}$$

ни ҳосил қиламиз. Агар бошланғич тезлик нолдан фарқли бўлса, масалан V_o бўлса, босиб ўтилган йўл учун қуйидаги формулага эга бўламиз:

$$S = \vartheta_o t + \frac{at^2}{2}$$

Бу текис ўзгарувчан ҳаракатни йўл формуласидир. Агар текис ўзгарувчан ҳаракатда тезлик билан тезланиш бир хил йўналишга эга бўлса, текис тезланувчан, улар тескари йўналишга эга бўлса, текис секинланувчан ҳаракат дейилади. Жисмларни эркин, қия текисликлардан тушиши текис тезланувчан ҳаракатдир. Юқорига отилган, яъни юқорига кўтарилаётган жисм ҳаракати текис секинланувчан ҳаракатдир. 20 метр баландликдан 2 секундда тушаётган жисмнинг эркин тушиш тезланиши (одатда уни g билан белгиланади) тахминан

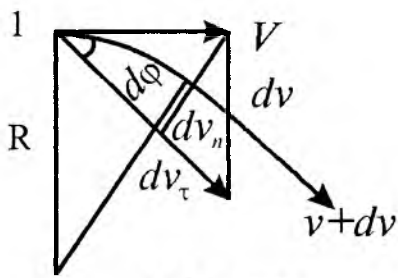
$$a = g = \frac{2h}{t^2} = \frac{2\cdot 20}{4} \approx 10\frac{м}{с^2}$$

га тенг бўлади.

I.1.3. Эгри чизиқли ҳаракат

Траекторияси эгри чизиқдан иборат бўлган ҳаракат эгри чизиқли ҳаракат дейилади. Эгри чизиқли ҳаракатнинг энг оддий ҳоли моддий нуқтанинг айлана бўйлаб текис ҳаракатидир.

Исталган эгри чизиқ бўйлаб ҳаракат қилаётган моддий нуқтани текширайлик (расм 1.1.3-1). Айтайлик, бирор вақт дақиқасида моддий нуқта 1 нуқтада бўлиб, dt вақтдан кейин ds га тенг йўлни босиб ўтиб, 2 нуқтага келсин. Бунда dt вақт ичида тезликнинг ўзгариши $d\vartheta$ бўлсин. Бу катталикни аниқлайлик. Бунинг учун 1 нуқтадаги моддий нуқта тезлиги ϑ , 2 нуқтадаги тезлиги $\vartheta + d\vartheta$ га тенг деб ва 2 нуқтадаги тезликни 1 нуқтага параллел ҳолда кўчирамиз. У ҳолда уларни бирлаштирувчи кесма dV га тенг бўлади. dV ни иккита ташкил этувчиларга ажратамиз. Бу ташкил этувчиларнинг биринчиси υ тезлик модулига, иккинчиси dV тезлик модулига тенг бўлсин. Расмдан $d\varphi$ жуда кичик бўлганлигидан $d\vartheta_n = \vartheta\frac{dS}{R}$ $(dt \to 0$ да бу шарт бажарилади). Буни dt га бўлиб биринчи ташкил этувчига мос тезланишни топамиз:



1.1.3-1- расм.

$$a_n = \frac{d\vartheta_n}{dt} = \frac{\vartheta^2}{R}$$

Бу тезланиш траекторияга ўтказилган тик тўғри чизиқ бўйича йўналганлиги учун тик тезланиш дейилади. Иккинчи ташкил этувчи қуйидагига тенг:

$$a_\tau = \frac{d\vartheta_\tau}{dt}$$

Бу тезланиш траекторияга ўтказилган уринма бўйлаб йўналганлигидан уринма, тангенциал тезланиш дейилади. Тик тезланиш тезликни йўналиш жиҳатдан, тангенциал тезланиш тезликни қиймати жиҳатидан ўзгартиради. Эгри чизиқли ҳаракат қилаётган моддий нукта тезланиши, катталиги $a_n = \frac{\vartheta^2}{R}$ га тенг ва тик бўйлаб марказга интилма тезланиш билан, катталиги $a_\tau = \frac{d\vartheta_\tau}{dt}$ га тенг ва ҳаракатга уринма бўйлаб йўналган тангенциал тезланишдан иборат экан. Шунинг учун эгри чизиқли ҳаракат (айланма ҳаракат) қилаётган моддий нуқтанинг тўла тезланиши

$$a = \sqrt{a_n^2 + a_\tau^2} = \sqrt{\left(\frac{\vartheta^2}{R}\right)^2 + \left(\frac{d\vartheta_\tau}{dt}\right)^2}$$

га тенг бўлади.

Айланма ҳаракат қилаётган жисмнинг хар бир нуқтасини радиус-вектори Δt вақт ичида $\Delta\varphi$ бурчакка бурилади. (hfcv 1.1.3-2).

Моддий нуқтанинг айланма ҳаракатида бурчакли тезлик ва бурчакли тезланиш тушунчалари киритилади. Масалан, М-моддий нуқта маркази О нуқтада бўлган ОМ радиусли айлана бўйлаб ҳаракатлансин. Уни айланадаги ҳолати (ўрни) ўзгармас деб олинган бирор йўналиш билан ҳосил қилган бурчак орқали аниқланади. Бунда вақт бирлиги ичида бурилиш бурчаги билан ўлчанувчи катталик бурчакли тезлик дейилади. Бурчакли тезликни ω билан белгиласак, таърифга асосан

$$\omega = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} \tag{1}$$

бўлади.

Бир айланиб чиқиш, яъни 2π бурчакка бурилиш учун кетган вақт айланиш даври дейилади ва T билан белгиланади. Бир айланиш даврида 2π бурчакка бурилишдаги бурчакли тезлик

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \qquad (2)$$

га тенг бўлади. Бир секунддаги айланишлар сони

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

частота дейилади. Буни ҳисобга олиб, бурчакли тезликни қуйидагича ёзиш мумкин:

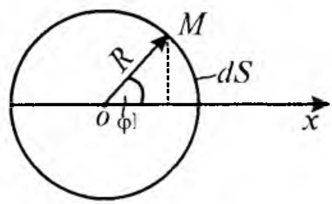
$$\omega = 2\pi\nu \qquad (3)$$

Частота бирлиги қилиб Герц – бир секундда бир айланиш қабул қилинади.

Бизга маълумки, тезлик $\vartheta = \frac{ds}{dt}$ га тенг ва I.1.3-2 расмдан $ds = Rd\varphi$ эканлигидан чизиқли тезлик билан бурчакли тезлик орасидаги боғланиш

$$\vartheta = \omega R \qquad (4)$$

бўлади. (4)дан кўринадики, айланма ҳаракат қилаётган моддий нуқтанинг радиуси қанча катта бўлса, унинг чизиқли тезлиги шунча катта бўлар экан.



1.1.3-2- расм.

Бурчакли тезлик вақт ўтиши билан ўзгариб турса, бурчакли тезланиш тушунчаси ишлатилади. Бурчакли тезлаиниш деб, вақт бирлиги ичида бурчакли тезликнинг ўзгаришига айтилади. Бурчакли тезланишни β билан белгилаб, таърифга асосан қуйидагини ёзамиз:

$$\beta = \frac{d\omega}{dt} \qquad (5)$$

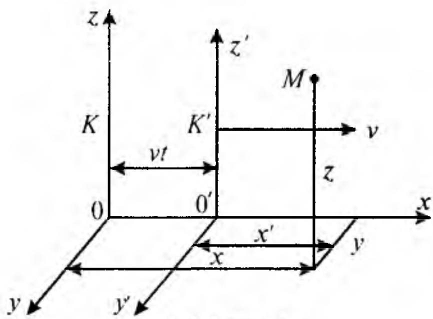
Тезланиш формуласига (4)ни қўйиб айланма ҳаракат қилаётган моддий нуқтанинг бурчакли тезланиши β билан чизиқли тезланиш орасидаги боғланишни аниқлаймиз:

$$a_n = \omega^2 R, \quad a_\tau = \beta R$$

I.1.4. Галилей алмаштиришлари

Биз юқорида жисм ҳаракатини миқдорий аниқлаш учун унга нисбатан ҳаракатсиз деб олинган жисмни, яъни саноқ системаси берилиши кераклигини таъкидлаган эдик. Ҳаракатсиз деб олинган жисм ҳақиқатда табиатда мавжудми, у қандай жисмларга нисбатан тинч, ҳаракатсиз деб олинади. Маълумки, машина ҳаракатини кўча четидаги биноларга нисбатан кузатиш мумкин. Лекин бинолар Ер билан биргаликда Қуёш атрофида доимий ҳаракатда. Поезд темир йўлларда тинч ҳисобланган Ерга нисбатан доимий ҳаракатда бўлиб, Ерни тинч ҳолати нимага нисбатан олинган. Бундай саволларга жавоб бериш учун ҳаракатнинг нисбийлиги, умуман нисбийлик тамойили нимадан иборатлигини билиш керак.

Бир-бирига нисбатан ўзгармас тезлик билан ҳаракатланаётган иккита система берилган бўлсин (I.1.4-1- расм.).



I.1.4-1-расм.

Одатда Ньютон қонунлари ўринли бўлган системалар инерциал дейилади. Биринчисини K инерциал система деб олайлик. Иккинчиси унга нисбатан ўзгармас тезлик билан тўғри чизиқли текис ҳаракатланувчи $K`$ системаси бўлсин.

Моддий нуқтанинг K системасидаги ҳаракати маълум бўлса, унинг $K`$ системага нисбатан ҳаракатини аниқлайлик. $M$ моддий нуқтанинг $K$ системасидаги координаталарини $x$, $y$, $z$ билан, $K`$ системасидаги координаталарини $x`$, $y`$, $z`$ билан белгилайлик. Соддалик учун системаларнинг $x$, $y$, $z$ ва $x`$, $y`$, $z`$ ўқлари ўзаро параллел ҳамда t=0 да системанинг координат бошлари бир нуқтада деб шартлашиб олайлик. Бунда $K`$ системасини $K$ системага нисбатан $\upsilon$ тезлиги $x$ йўналишда бўлиб $x$, $x`$ ўқлари уст-ма-уст тушади. Моддий нуқтанинг ҳаракат йўналишига тик координаталари ҳар иккала системада бир хил. Моддий нуқтанинг координаталари, расмдан кўринадики,

$$x = x' + \vartheta t, \quad y = y', \quad z = z', \quad t = t' \quad (1)$$

формула билан ифодаланади. $t=t`$ эканлиги вақт ҳар иккала системанинг координат боши бир нуқтада турганда бошланганлигини билдиради. (1) ифода Галилей алмаштиришлари дейилади. Аксича алмаштириш бажарилганда

$$x' = x - \vartheta t, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = t \quad (2)$$

тенгламадан фойдаланилади.

(1) тенгламанинг вақт бўйича дифференциаллаб, M нуқтанинг K, $K`$ системаларидаги тезликлари орасидаги боғланишни топамиз:

$$\vartheta_x = \vartheta_x' + \vartheta, \quad \vartheta_y = \vartheta_y', \quad \vartheta_z = \vartheta_z' \quad (3)$$

Бизга маълумки, бирор инерциал системага нисбатан ўзгармас тезлик билан ҳаракатланувчи ҳар қандай система ҳам инерциал бўлади. (3) формулани вақт бўйича дифференциаллаб $a=a`$ ни ҳосил қиламиз. Бундан кўринадики, инерциал системаларда тезланишлар бир хил экан, демак, таъсир этувчи кучлар ҳам бир хил бўлиши керак. Буидан ҳамма инерциал саноқ системаларида Ньютон қонунлари бир хил эканлиги келиб чиқади.

Бошқача айтганда, инерциал саноқ системаларга нисбатан Ньютон қонунлари инвариантдир, яъни механика қонунлари Галилей алмаштиришларига нисбатан инвариантдир. Механика нуқтаи назаридан ҳамма инерциал саноқ системалари эквивалент. Шундай экан, системада ўтказилган ҳар қандай механик тажриба унинг тинч ёки тўғри чизиқли текис ҳаракатини аниқлай олмайди. Бу хулоса Галилейнинг нисбийлик тамойили дейилади. Галилей алмаштиришлари иккита фикрга асослаиган:

1) Ҳар иккала системада вақт ўтиши бир хил.
2) Ҳар иккала системада узунлик, масофа бир хил.

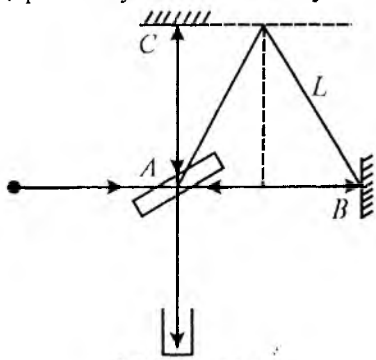
Бу фикрлар асосида яратилган Галилей алмаштиришларига асосан ҳар қандай инерциал системаларда вақт ўтиши бир хил ва жисм ўлчами—узунлиги ҳаракат тезлигига боғлиқ эмас.

I.1.5. Лоренц алмаштиришлари

Галилейнинг нисбийлик тамойилига асосан барча инерциал саноқ системаларида механика қонунлари бир хил бўлади. Бир-бирига нисбатан тўғри чизиқли текис ҳаракат қилувчи бундай инерциал системалар эквивалент. Шунинг учун ҳам ҳар қандай инерциал система ичида ўтказилган механик тажриба бу системани тўғри чизиқли текис ҳаракатини аниқлай олмайди. Бу тамойил классик механика доирасидагина ўринли бўлиб, Максвелл тенгламалари учун бажарилмайди. Бундан нисбийлик тамойилини ёки Максвелл тенгламаларини ёки механика қонунларини ўзгартириш кераклиги келиб чиқади. Агар нисбийлик тамойили тўғри, деб механика ва Максвелл тенгламалари учун қўлланилса ё Максвелл тенгламаларини, ё механика қонунларини ўзгартириш керак бўлади.

Майкельсон тажрибасидан кейин Эйнштейн ва Лоренц ишларида механика қонунлари янги кўринишга келди. Фазо ва вақт тушунчаларига аниқлик киритилди. Масса, энергия, импульсни янгича ифодалари аниқланди.

Майкельсон тажрибаси аслида бутун оламни эгаллаган "эфир"га нисбатан Ернинг мутлақ тезлигини аниқлашдан иборат эди. Бутун оламни эгаллаган эфирга нисбатан ёруғлик тезлиги ҳамма йўналишда бир хил бўлса эфирга нисбатан ҳаракатланувчи системада (қурилма, асбобда) ёруғлик тезлиги ҳар хил йўналишларда (Ерни ҳаракат йўналишида ва унга тик йўналишларда) бир хил бўлмаслиги керак. Бу тезликлар бир хил эмас экан, нур йўлларининг фарқи ҳосил бўлиб интерферометр ёрдамида буни кузатиш мумкин.



I.1.5-1- расм.

S манбадан чиққан нур *A* пластинкага келиб тушади (I.1.5-1- расм.). Бу пластинка чала кумушланган бўлиб ўзига тушган нурни иккига ажрагади. Булардан биринчиси *B* кузгуга бориб қайтади. Иккинчиси *AC* йўл ўтиб *C* кўзгудан қайтади. Бу нурлар *A* пластинкага қайтиб келгач яна иккига ажралади. Бир қисми манбага қайтади, бир қисми эса интерферометрга келиб тушади. Натижада бу икки нур йўллар фарқи интерференция манзарасини ҳосил қилиши керак. $AB=AC=l$ тенг дейлик. Курилма Ер билан биргаликда эфирга нисбатан ϑ тезлик билан ҳаракатлансин. Интерференция манзараси $AB=AC$ йўллар бир хил бўлгани учун ёруғлик бу йўлни турли вақт ичида босиб ўтиши ҳисобига бўлиши керак.

Биринчи нур *B* кўзгуга боришида $(c+\vartheta)$, қайтишда $(c-\vartheta)$ тезлик билан ҳаракатланади. Бу нурни кўзгуга бориб қайтиши учун

$$t=\frac{l}{c+\vartheta}+\frac{l}{c-\vartheta}=\frac{2l}{c}\cdot\frac{1}{1-\dfrac{\vartheta^2}{c^2}} \tag{1}$$

вақт кетади. Иккинчи нур Ер ҳаракат йўналишига тик бўлганлигидан *AC* масофани ўтиб қайтишида қурилма *AB* масофага υ тезликда сурилган бўлади. Бунда ёруғлик *A* пластинкадан кўзгуга бориб қайтишида $2L$ масофани босиб ўтади. Бу масофани ёруғлик

$$t'=\frac{2l}{c} \tag{2}$$

вақтда босиб ўтади. Расмдан

$$L^2=l^2+\left(\frac{\vartheta t'}{2}\right)^2$$

бунга $L=\dfrac{t'c}{2}$ ни қўйиб.

$$\left(\frac{t'c}{2}\right)^2=l^2+\left(\frac{\vartheta t'}{2}\right)^2$$

ёки

$$t'=\frac{2l}{c}\cdot\frac{1}{\sqrt{1-\dfrac{\vartheta^2}{c^2}}} \tag{3}$$

ни ҳосил қиламиз.

Интерференция манзараси биринчи ва иккинчи нур йўлларини фарқи билан белгиланади. Демак, қурилмани Ер билан биргаликдаги ҳаракати туфайли юзага келган нурларнинг юриш вақтларининг фарқи

$$t - t' = \frac{2l}{c} \cdot \frac{1}{\left(1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}\right)} - \frac{2l}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}} \approx \frac{l}{c}\beta^2 \qquad (4)$$

га тенг бўлади. Агар бу фарқ ёруғликнинг тебраииш даврига тенг бўлса интерференцион манзара битта йўлга силжиши керак бўлади. Майкельсоннинг сўнгги тажрибаларида l=11 м, текширилаётган ёруғлик тўлқин узунлиги 5,9 10^{-5} см ва υ=30 км/с деб олингаида, силжиш 0,4 га тенг бўлиши керак эди. Майкельсон интерфереометрини аниқлик даражаси силжишнинг юздан бирини ҳам кузатишга имкон берар эди. Майкельсон ва бошқа кўпгина тажрибаларда ҳам интерференцион манзара кузатилмади. Шундай қилиб, тажрибалар Ернинг мутлоқ ҳаракатини билиб бўлмаслигини, яъни эфирга нисбатан ҳаракатни аниқлаш мумкин деган гипотезани рад этади. Майкельсон тажрибаси эфир назариясини рад этиш билан бирга муҳим ҳулоса, ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлиги саноқ системага боғлик эмаслигини, яъни ҳамма системаларда бир хил бўлишини кўрсатади. Бу хулосалар кейинчалик Эйнштейнинг нисбийлик назариясига асос бўлган постулатнинг ўзидир. Майкельсон тажрибасини тушунтириш учун Фитцжеральд ва Лоренц ҳаракат натижасида барча жисмларнинг чизиқли ўлчами тезлик йўналишида $\sqrt{1-\beta^2}$ катталикка қисқаради деган гипотезани айтди.

Ҳаракатланувчи системаларда ҳодисаларнинг бориши муҳим аҳамиятга эга. Айниқса, ёруғлик тезлигига яқин тезликлардаги ҳодисалар тинч турган жисмларга нисбатан қаралганда қандай бўлади, деган савол муҳимдир. Ҳакикатдан ҳам бу масаланинг муҳимлиги шундаки, ҳар бир тажриба тинч деб олинган Ерда ўтгазилади. Лекин, Ернинг ўзи ҳам самовий жисмларга нисбатан ҳаракатда бўлиб, бу фақат текширилаётган системага таъсир қилмаслиги мумкин эмас. Ҳар қандай физика қонуни, ҳодиса бирор саноқ системасига нисбатан текширилгандагина, яъни реал шароитда маънога эгадир. Фитцжеральд ва Лоренц олимни тўлдирган эфирга нисбатан харакатдаги жисм эфирга нисбатан тинч турган жисмдан фаркли ҳамда харакатдаги системада вакт (ўтиши) ўлчови тинч турган системадаги вакт (ўтишидан) ўлчовидан фарқ килади деган тахминни илгари сурди.

Бу хулосани ривожлантириб Лоренц кўзғолмас координаталар системасидан унга нисбатан тўғри чизикли текис харакат килувчи координаталар системасига ўтишда, координаталарнинг алмаштиришни янгича ифодаси мавжуд деб ҳисоблади.

Пуанкаре буни умумлаштириб, системада ўтказилган ҳар қандай физик тажриба системанинг тинч ёки тўғри чизиқли текис ҳаракатини аниқлай олмайди, деган хулосани беради. Бу хулоса нисбийлик назариясида нисбийлик тамойили деб аталади.

Нисбийлик назарияси иккита постулатга асосланган. Биринчисига асосан табиат қонунлари ҳамма инерциал санок системаларда бир хил бўлади. Классик механика қонунлари ҳамма инерциал санок системаларида бир хил бўлиши унинг хусусий ҳоли бўлиб қолади.

Иккинчи постулат ёруғлик тезлигини ҳамма инерциал санок системаларда бир хилда тарқалади деб таъкидлайди. Бу постулатга асосан ёруғликнинг бўшликдаги тезлиги ҳамма системаларда бир хил бўлиб, манба ва кузатувчига боғлиқ эмас.

Катта тезликларда Галилей алмаштиришларига асосан тезликларнинг кўшиш коидаси $\vartheta_x = \vartheta_x' + \vartheta$ га тенг бўлиб, $\vartheta = c$, $\vartheta_x' = c$ деб ҳисобласак $\vartheta_x = 2c$ бўлади. Лекин ҳар қандай тезлик ёруғлик тезлигидан катта бўлмаслиги керак. Классик механикада Галилей алмаштиришларига асосан катта тезликларда тезликларнинг кўшиш коидаси нотўғри хулосага олиб келади. Катта тезликлар учун ҳам ўринли бўлган Эйнштейн назариясидан келиб чиқадиган Лоренц алмаштиришлари куйидагича ҳосил қилинади.

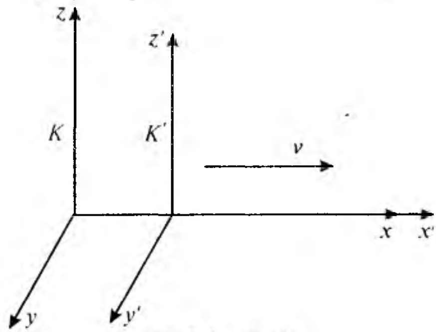
Бунда ҳам ҳаракатсиз системани K билан, ҳаракатдаги системани K' билан белгилаймиз (1.1.5-2-расм). Ҳаракатдаги K' система ҳаракатсиз K системага нисбатан X йўналишда ϑ тезликка эга. Фараз қилайлик, ҳаракатдаги ва ҳаракатсиз деб олинган системалар учун алмаштиришлар Галилей алмаштиришларидан бирор α катталикка фарқ қилсин:

$$x = \alpha\left(x' + \vartheta t'\right) \qquad (1)$$

ёки

$$x' = \alpha'\left(x - \vartheta t\right) \qquad (2)$$

Эйнштейннинг биринчи постулатига асосан барча инерциал саноқ системаларида табиат қонунлари бир хил. Шундай экан, системаларнинг қайси бири ҳаракатда бўлишидан қатъий назар алмаштириш ўринлидир. Бошқача айтганда, алмаштиришлар ҳаракатда ва ҳаракатсиз деб қайси системани олишимизга боғлиқ эмас. Бу эса α, α'лар бир хил катталик эканлигини кўрсатади:



1.1.5-2- расм.

$$\alpha = \alpha' \qquad (3)$$

Энди иккинчи постулатдан фойдаланайлик. Бу постулатга асосан ёруғлик тезлиги барча инерциал саноқ системаларида бир хил, манба ва қабул қилувчининг ҳаракатига боғлиқ эмас экан, K,K' системалар устма-уст турганда t=0, t'=0 шартда x йўналиш бўйича ёруғлик тарқатамиз. Ёруғликнинг ҳар икки системадаги тезлиги ўзгармас ва c га тенг бўлиб,

$$x = ct, \qquad x' = ct' \qquad (4)$$

йўлларни босиб ўтади. Бу ерда t- ёруғликнинг ҳаракатсиз системада x масофани ўтиши учун кетган вақти, t'- ҳаракатдаги системада x' масофани ўтиши учун кетган вақт. (1) ва (2) лардан

$$xx' = \alpha^2 (x' + \vartheta t)(x - \vartheta t) \qquad (5)$$

ни ҳосил қиламиз. (5) га (4) ни қўйиб,

$$c^2 tt' = \alpha^2 (ct' + \vartheta t')(ct - \vartheta t) \qquad (6)$$

ёки

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}} \qquad (7)$$

ни топамиз.

(7) ифода координаталарни алмаштиришдаги фарқни белгиловчи катталик. Буни (1) га қўйиб қуйидаги алмаштириш формулаларини ҳосил қиламиз:

$$x = \frac{x' + \vartheta t'}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}}, \quad x' = \frac{x - \vartheta t}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}} \qquad (8)$$

Булардан биринчисини

$$x\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}} = x' + \vartheta t$$

кўринишда қайта ёзамиз. Бу формулага (8) ни қўйсак,

$$x\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}} = \frac{x - \vartheta t}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}} + \vartheta t'$$

ёки

$$t' = \frac{t - \frac{\vartheta}{c^2}x}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}} \qquad (9)$$

ифодани ҳосил қиламиз. (8), (9) формулалар асосида Лоренц алмаштиришлари деб аталувчи ифодаларни ёзамиз:

$$x = \frac{x' + \vartheta t'}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}}, \quad y = y', \quad z = z', \quad t = \frac{t' + \frac{\vartheta}{c^2}x'}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}} \qquad (10)$$

Лоренц алмаштиршларини аксинча ўтишида

$$x' = \frac{x - \vartheta t'}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}}, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = \frac{t - \frac{\vartheta}{c^2}x}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}} \qquad (11)$$

формулалардан фойдаланилади. Биринчи тенгламалар $x`,y`,z`$ дан $x,y,z$ га ўтиш, иккинчиси $x,y,z$ координат системасидан $x`,y,`z`$ координат системасига ўтишни ифодалайди. Буларда ҳаракатни нисбийлигига, биридан иккинчисига ўтиш учун тезликнинг ишорасини аксинчасига алмаштириш керак эканлигига эътибор бериш лозим.

Кичик тезликларда, яъни $\vartheta << c$ шартда Лоренц алмаштиришлари Галилей алмаштиришларига айланади. Умуман олганда классик механика қонунлари Галилей алмаштиришларига нисбатан инвариант бўлгани каби табиат қонунлари Лоренц алмаштиришларига нисбатан инвариантдир.

I.1.6. Нисбийлик назариясининг натижалари

а) Узунликнинг қисқариши. Жисм ўлчамлари бир-бирига нисбатан ҳаракатланувчи системаларда турлича бўлади. Ҳаракатсиз K саноқ системасига нисбатан υ тезлик билан ҳаракатланувчи, $K`$ саноқ системаси берилган бўлсин. Лоренц алмаштиришларига асосан жисм ўлчамини ҳаракатдаги ва ҳаракатсиз системаларда турлича бўлишлигини кўрсатайлик. K саноқ системасига нисбатан тинч, ҳаракатсиз бўлган $l=x_2-x_1$ узунликдаги стержень $0x$ ўқи бўйлаб жойлашган. Стерженга нисбатан (K саноқ системасига нисбатан) ҳаракатланувчи $K`$ саноқ системасида стержень узунлиги нимага тенглигини аниқлайлик. Лоренц алмаштиришларини биринчисидан қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$x' = x\sqrt{1-\beta^2} - \vartheta t'$$

Стерженнинг $K`$ саноқ системасидаги бошланғич ва охирги нуқталарининг координаталарини x_1', x_2' билан белгилайлик. У ҳолда охирги ифодадан фойдаланиб қуйидагича ёза оламиз:

$$x_1' = x_1\sqrt{1-\beta^2} - \vartheta t', \qquad x_2' = x_2\sqrt{1-\beta^2} - \vartheta t'$$

$l' = x_2' - x_1'$ $K`$ системадаги стержень узунлигидир. Бунга юқоридаги формулаларни қўйиб, охирги натижани ҳосил қиламиз:

$l' = x_2' - x_1' = x_2\sqrt{1-\beta^2} - x_1\sqrt{1-\beta^2} = (x_2 - x_1)\sqrt{1-\beta^2}$. $l = x_2 - x_1$ - K системасидаги стержень узунлиги бўлганлигидан

$$l' = l\sqrt{1-\beta^2} \tag{1}$$

хосил бўлади.

(1) формуладан кўринадики, $l' < l$, яъни стержень ўлчами ҳаракатсиз системага қараганда ҳаракатдаги системада кичик бўлар экан. Масалани бошкача қўйиб, яъни стерженни K' системага нисбатан тинч (шу системада турибди) деб ҳисобласак, унинг узунлиги l' га тенг бўлади. Агар харакатдаги K системага нисбатан узунлиги l га тенг десак, ҳисоблашлар Лоренц алмаштиришларига нисбатан

$$l = l'\sqrt{1-\beta^2}$$

эканлигини кўрсатади, яъни $l < l'$.

I.1.7. Умумий нисбийлик назария асослари

Бу ерда ҳозирги замон фан ютуғи, ҳозирги замон космологиясининг асоси бўлган умумий нисбийлик назарияси ҳақида қисқача тўхталиб ўтамиз (бу ҳақдаги тўлиқ маълумотлар махсус курсларда баён этилади).

Маълумки, махсус нисбийлик назарияси воқеа ва ҳодисаларни инерциал саноқ системаларда қарайди. Бошқача айтганда, махсус нисбийлик назариясида физика қонунлари инерциал саноқ системаларда инвариант эканлиги асос қилиб олинди. Демак, махсус нисбийлик назарияси барча инерциал саноқ системаларда ўринли бўлиб, бунда гравитация майдони ҳисобга олинмайди.

Эйнштейн эса бу ҳодисаларни ноинерциал саноқ системаларда қарашни мақсад қилиб қўйди. Оқибатда, Эйнштейн кўп йиллик меҳнати натижаси сифатида умумий нисбийлик назарияси яратилганлигини 1916 йилда эълон қилди.

Эйнштейн ноинерциал саноқ системаларда гравитацияни ҳам ҳисобга олган ҳолда фазо, вақт ва материянинг ўзаро богланишига оид муаммоларни ҳал қилган умумий нисбийлик назарияни яратди.

Классик физикада Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан куч

$$F = m_a a$$

Бутун олам тортилиш қонунига асосан куч

$$\bar{F} = m_g g$$

кўринишида аниқланади. Бунда a – тезланиш, g – оғирлик (гравитация) майдони кучланганлиги, m_a – жисмнинг инертлик хоссаларини белгилаганлиги учун инерт масса, m_g – жисмнинг бошқа жисмлар, масалан Ер билан ўзаро таъсири ўлчовини белгилаганлиги учун гравитацион ёки оғирлик масса деб аталади.

(1) ва (2) фойдаланиб

$$a = \frac{m_g}{m_a} g$$

ифодани ҳосил қиламиз.

Классик физика нуқтаи назаридан m_a ва m_g катталиклар ўзаро тенг, тенг кучли деб олинади (тажрибалар уларни жуда катта аниқлик билан бир-бирига тенглигини тасдиқлайди).

Эйнштейннинг донолиги шундаки, m_a ва m_g катталикларни бир моҳиятнинг икки хил айтилиши, яъни оғирлик ва инерт массалар ўзаро тенггина эмас, балки бир нарсани ўзидир деган фикрни асослаб берди. Умумий нисбийлик назариясига оид баъзи ғояларни тушуниш учун фикран ўтказилган Эйнштейннинг қуйидаги тажрибаларини қараб чиқайлик.

Айтайлик, лифт эркин ҳаракат қилиб, пастга қараб тушаётган бўлсин. Бунда лифт ичидаги кузатувчи билан бирга барча нарсалар, масалан, китоб ҳам кузатувчига нисбатан муаллақ ҳолда бўлади. Агар китобга ташқи таъсир берилса, масалан, юқорига ёки пастга қараб куч таъсир этсагина у юқорига ёки пастга томон тўғри чизиқли текис ҳаракат қилади. Бу билан лифт ичидаги кузатувчи барча механик ҳодисалар инерция қонуни асосида рўй беришига ишонч ҳосил қилади. Демак, кузатувчи нуқтаи назаридан физик жараёнлар, ҳаракатлар инерция қонуни асосида тавсифланади. Бу ҳодисани ташқаридан кузатиб турган кузатувчи эса бошқача фикрга келади. Ташқаридаги, яъни ерда турган кузатувчи лифт ҳаракатини тезланишли ҳаракат, бошқача айтганда, оғирлик майдонидаги ҳаракат деб ҳисоблайди. Бу ҳаракат бутун олам тортишиш қонунига мувофик нотекис ҳаракатланаётган саноқ системасига нисбатан намоён бўлади. Бунда ташкаридаги кузатувчи оғирлик майдони мавжуд ва тезланишли ҳаракат унинг натижаси деб ҳисоблайди. Демак, ичкаридаги кузатувчи учун оғирлик йўқ, тезланиш ҳам йўқ. Ташқаридаги кузатувчи учун (гравитация) бор, тезланишли ҳаракат мавжуд. Бу фикрий тажрибага асосан тезланиш ва оғирлик (гравитация) майдони бир-бири билан узвий боғланишга эга деган хулосага келамиз.

Эйнштейн томонидан ўтказилган иккинчи фикрий тажриба ҳам қуйидаги хулосаларга олиб келади. Айтайлик, тинч турган инерциал системадаги лифт бирор куч, масалан, юқорига томон йўналган куч таъсирида ҳаракатлансин. Бунда лифт ичидаги кузатувчи назарида тезланиш йўқ. Лекин оғирлик майдони (кучи) мавжуд деб ҳисоблайди. Ташқаридаги кузатувчи эса лифт куч таъсирида тезланишга эга, лекин оғирлик (куч) майдони мавжуд эмас дейди. Демак, ичкаридаги кузатувчи учун тезланиш йўқ, оғирлик майдони бор, ташқаридаги кузатувчи учун тезланиш бор, лекин оғирлик майдони йўқ. Ҳар иккала кузатувчи ҳақ, шунинг учун тезланишли нотекис ҳаракат ўрнига оғирлик майдонидаги тинч ёки тўғри чизиқли текис ҳаракатни қараш мумкин. Бу фикрий тажрибага асосланиб Эйнштейн ҳар иккала кузатувчини чиқарган хулосасини тўгри ёки нотўғрилигини умуман исботлаш мумкин эмас ва бундан инерт ва оғирлик массалар айнан бир нарсанинг ўзи деган гояни берди.

Эйнштейн фикрий мулоҳаза қилиб, фазода масса мавжуд бўлсин ва у ҳосил қилган майдонда жисм ҳаракатлансин. Бунда масса мавжудлиги фазонинг тузилиши (структураси)га таъсир қилади деб ҳисоблайди. Бундай фазода, яъни олам фазосида икки нуқта орасидаги масофа эгри чизиқдан иборат бўлади. Бунда жисм ҳаракатини ана шу эгри чизиқдаги инерция туфайли содир бўлган ҳаракат дейиш мумкин.

Эйнштейн фикрича оғирлик майдони бу фазо эгрилигини ўзидир. Демак, оғирлик майдонидаги жисм ҳаракати инерция қонуни асосидаги эгри чизиқли ҳаракатдир. Бундан шундай хулоса келиб чиқадики, оғирлик ва инерция бир моҳиятнинг икки томонидир.

Махсус нисбийлик назариясини ноинерциал саноқ системалардаги жараёнларни тавсифлашга ярамаслиги аён бўлгач, гравитация мавжудлигини, яъни фазо тузилишини, ўзгаришини ҳисобга олувчи умумий нисбийлик назариясини яратиш зарурияти пайдо бўлди. Унда гравитация фазонинг геометрик хоссаси билан алмаштирилади: қаерда масса катта бўлса, гравитация майдони кучли, яъни фазо ва вақтни шу соҳасида эгрилиги кучли (фазо кучли деформацияланади) ва аксинча. Демак, умумий нисбийлик назариясига асосан, материя ва унинг ҳаракати билан реал фазо тузилиши узвий боғланишга эга. Шу билан бирга оғирлик майдони вақтнинг ўтиши билан узвий боғлангандир.

Классик физикада материя, фазо ва вақт бир-бирига боғлиқ бўлмаган моҳиятлар деб қаралса, умумий нисбийлик назариясида улар бир-бири билан узвий боғланган деб ҳисобланади. Масалан, классик физика нуқтаи назаридан вақт қуйидаги хоссаларга эга: вақт мутлақ мавжуд бўлиб, унга материя ва воқеа, ҳодисаларни таъсири бўлмайди. Вақт онлари бир хил, яъни у ҳамма жойда бир меъёрда ўтади. Вақт чексиз бўлиб, на боши, на охири бор. Вақт бир ўлчовли. Лекин умумий нисбийлик назарияси унга тузатишлар киритди.

Вақтни ҳаракатсиз тасаввур қилиб бўлмайди. Вақт ҳаракатда намоён бўлади; ҳаракат эса фазода содир бўлади. Умумий нисбийлик назарияси тўрт ўлчовли фазо-вақт, материя ва унинг ҳаракати узвий боғланишга эга деб ҳисоблайди.

Шундай қилиб, материя, фазо ва вақт уларнинг ўзаро боғланишлари, умуман олам тузилиши ва унинг тадрижий тараққиётини қараш умумий нисбийлик назариясига асосланган.

Маълумки, классик физикада ҳамма инерциал системаларда фазо ва вақт хоссалари бир хил ва бир-бирига боғлиқ эмас. Махсус нисбийлик назариясида фазо ва вақт бир-бирига боғлиқ. Бу назария асосида интервал (махсус нисбийлик назариясидаги уч ўлчовли масофа аналоги сифатида) тушунчаси ва интервал инвариантлиги постулати ётади.

Икки воқеа орасидаги интервал (икки нуқта орасидаги масофа, вақт, воқеа, ҳодиса) инвариант катталик

$$\Delta S = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2 - c^2 \Delta t^2} \tag{1}$$

ёки

$$\Delta S^2 = \Delta x_1^2 + \Delta x_2^2 + \Delta x_3^2 - \Delta x_4^2 \tag{2}$$

га тенг. Бунда $\Delta x_4 = c^2 \Delta t^2$. (2) ни умумий ҳолда қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\Delta S^2 = \sum_\alpha \sum_\beta g_{\alpha\beta} \Delta x_\alpha \Delta x_\beta, \; \alpha = \beta = 1, 2, 3, 4$$

Махсус нисбийлик назариясида

$$g_{11} = g_{22} = g_{33} = 1, \; g_{44} = -1 \tag{3}$$

(агар $\alpha \neq \beta$ бўлса $g_{\alpha\beta} = 0$). Бунда g билан аниқланувчи фазони Евклид фазоси дейилади. Умумий ҳолда (3) бажарилиши шарт эмас. У ҳолда фазони Риман фазоси, уни тавсифловчи геометрияни Риман геометрияси дейилади. Бунда g фазонинг метрик тензори ёки қисқача фазонинг метрикаси дейилади. Демак, фазо хоссалари фазо метрикасига қараб, яъни g билан аниқланади. Фазо метрикаси билан материя (энергия-импульс тензори) боғланишини ифодаловчи

$$R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2} g_{\alpha\beta}, \quad R = 8\pi \frac{G}{c^4} T_{\alpha\beta}$$

тенглама Эйнштейн тенгламаси дейилади. Бунда $R_{\alpha\beta}$ – Ричче тензори, R – эса индекслар бўйича йиғиштирилган катталик, $T_{\alpha\beta}$ – энергия-импульс тензори, G – гравитация доимийлиги, $g_{\alpha\beta}$ – метрика.

(4) тенглама ечимидан оламнинг сингулярлик, кенгайиш каби хоссалари келиб чиқади.

Умумий нисбийлик назариясининг яратилишида ўзаро эквивалентлик тамойили асос бўлиб хизмат қилди. Бу тамойилига кўра, ноинерциал системадаги ҳаракат инерциал системадаги гравитацион майдондаги ҳаракатга тенг кучлидир. Умумий нисбийлик назариясида ҳар қандай тортишиш майдонини фазо ва вақт метрикасининг ўзгариши деб тушунилади.

Умумий нисбийлик назариясининг асосий математик ифодасини Эйнштейн таклиф этган дифференциал тенглама кичик тезликларда тортилиш майдони учун Ньютоннинг бутун олам тортишиш қонунини ифодаловчи тенгламага айланади.

Умумий нисбийлик назариясининг тўғрилиги қуйидаги тажрибаларда тасдиқланган.

Ёругликнинг гравитацион майдонда ўтишида частотанинг ўзгариши. Бу ҳодиса Мессбауэр эффекти ёрдамида аниқланган. Худди шундай тажрибада айланувчи диск четига ёруғлик манбаи, марказига қабул қилгич ўрнатилган бўлиб, диск айланиши билан ёруғлик частотасининг ўзгариши қайд этилган.

Ёруғлик нурининг кучли гравитацион майдондан ўтишида эгриланиши.

1845 йил топилган Меркурий орбитасини кўчиш ҳодисасига оид ҳисоблашлар умумий нисбийлик назарияси ҳисоблаган натижаларга мос келади ва ҳ.к.

Юқорида таъкидлаганимиздек, умумий нисбийлик назарияси космология фанининг асосидир. Умуман фазо ва вақт ҳақидаги тасаввурларимиз ўзгариб, такомиллашишидан қатъий назар, моддий оламнинг бирлиги, унинг фазо ва вақтда мавжудлиги реал бўлиб, инсоннинг фазо ва вақт ҳақидаги тасаввурлари нисбий ҳисобланади. Лекин бу нисбий тасаввурлар мутлақ ҳақиқатга олиб борувчи ягона тўгри йўлдир.

Лоренц алмаштиришларидан фойдаланиб, тезликларнинг қўшиш қоидасини аниқлайлик. Лоренц алмаштиришлари (10)нинг биринчи ва тўртинчи ифодалари нисбати қуйидагича бўлади:

$$\frac{x}{t} = \frac{x' + \vartheta t'}{t' + \frac{\vartheta}{c^2} x'}$$

Бу ифоданинг сурат ва махражини t' га бўлиб, ёза оламиз:

$$\frac{x}{t} = \frac{\frac{x'}{t'} + \vartheta}{1 + \frac{\vartheta}{c^2} \cdot \frac{x'}{t'}}$$

ва $\vartheta_x = \frac{x}{t}$, $\vartheta'_x = \frac{x'}{t'}$ деб белгилаймиз. Буларни хисобга олиб, охирги тенгламани куйидагича ёзамиз:

$$\vartheta_x = \frac{\vartheta'_x + \vartheta}{1 + \frac{\vartheta}{c^2} \vartheta'_x}$$

Бу тезликларни қўшиш теоремаси дейилади. Ҳақиқатдан ҳам, агар $\vartheta_x = c$, $\vartheta'_x = c$ десак, $\vartheta_x = c$ га тенг бўлади. Ритц ҳаракатланувчи жисм таркатаётган ёруғлик тезлиги жисм ҳаракат тезлиги билан ёруғлик тезлиги йиғиндисига тенг деган гипотезани илгари сурган эди. Лекин кейинчалик 1966 йили ўтказилган тажрибалар бу гипотезанинг нотўғрилигини кўрсатди. А.М.Бонч-Бруевич ўтказган бу тажрибада Қуёшнинг икки четидан биз томон келаётган ва кетаётган ёруғлик тезликларини таққослаб, уларда фарқ ҳосил бўлишини аниқлаши керак эди. Тажриба жуда юқори аникликда ўтказилган бўлишига қарамай Ритц гипотезасига асосан аникланиши керак бўлган фарқ аниқланмади.

I.1.8. Математик тушунчаларнинг физик маънолари

Физика ва математика ўзаро бир-бирлари билан узвий боғлик фанлар ҳисобланади. Бу узвий боғиклик, масалан, ҳозирда физик катталикларни жуда юқори аниклик билан ҳисоблаш ёки ўлчаш мумкин бўлиб, бу катталикларни миқдор жиҳатдан, математик маънода тавсифлаш билан ёки физиканинг асосий тушунчалари ва қонуниятларини математик “тилда” содда кўринишда ифодалаш билан, ёки физик қонуниятларни ўрганиш, таҳлил қилиш математик амалларда бажарилиши билан ва бошқа жуда кўп математик тушунчаларни физикада, физик тушунчаларни математикада кенг қўлланилишлари билан белгиланади.

Ҳақиқатан ҳам кенг қўлланишга эга бўлган хосила, дифференциал, интеграл, вектор, оператор ва бошқа математик тушунчалар ҳозирги замон физикасининг асосий ишчи қуролига айланган.

Бунда биз бу тушунчаларнинг таҳлили билан шуғулланмасдан фақат уларнинг маъноси ва тадбиқлари ҳамда амалларни бажариш қоидаларини қисқа кўриб чиқиш билан чекланамиз.

Кўп ҳолларда математик тушунчалар физик масалаларни ҳал этиш жараёнида яратилади. Баъзан эса математик тушунчалар физик масалаларга тадбиқ этилганда уларнинг мазмуни моҳият жиҳатдан ўзгармаса-да, мазмунан ўзгаради. Бу физик ҳодисалар туб маъносидан, масалан, $\Delta t \to 0$, $\Delta x \to 0$ каби лимитга ўтишлар физик маънога эга эмаслиги, физик катталикларни аниқ ўлчанишлиги, ўлчашлардаги хатоликларнинг мавжудлиги ва бошқа физик катталиклар, физик қонунлар табиатидан келиб чиқади.

Ҳаракатдаги жисм тезлигини аниқлашдан иборат бўлган механик масала қаралаётган бўлсин. Масалани шундай қўяйлик. Жисм t_1 вақтда S_1 нуқтада, t_2 вақтда S_2 нуқтада бўлсин. У ҳолда жисм $\Delta t = t_2 - t_1$ вақт ичида $\Delta S = S_2 - S_1$ масофани босиб ўтса, унинг ўртача тезлиги $\overline{\vartheta} = \dfrac{\Delta S}{\Delta t}$ га тенг бўлади. Бу ифода жисмнинг Δt вақт ичида ΔS масофани ўтишдаги тезликни ўртачасидир. Бизни Δt вақт оралиғининг t дақиқасидаги тезлиги қизиқтирсин.

Одатда математик маънода тезлик (оний тезлик) сифатида Δt вақт етарли кичик бўлганда бу вақт оралиғида тезликни ўзгармас деб қараб

$$\vartheta = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{dS}{dt} \qquad (1)$$

лимит катталик қабул қилинади. (1) Δt вақт оралиғида ўтувчи дақиқадаги ҳаракат (оний) тезлик дейилади ёки математик маънода (1) ифода *S(t)* функциянинг *t* аргумент бўйича (*t* дақиқадаги) ҳосиласи дейилади.

(1) лимит катталик қандай физик маънога эга? Бу саволга қуйидагича жавоб бериш мумкин. Тезлик, яъни (1) лимит физик маънога эга бўлиши учун ҳаракатдаги жисмни $\Delta t \to 0$ га тенг вақт ва бу вақт ичида босиб ўтилган масофаси ўлчанувчи катталик бўлиши керак. $\Delta t \to 0$ га тенг вақт ва унга мос масофани ўлчаш бирор маънога эга эмаслигидан (1) ифода ҳам бирор физик маъно англатмаслиги равшан.

Иккинчидан ҳаракатдаги жисм тезлигини аниқлаш масаласи қаралаётганда $\Delta t \to 0$ да $\Delta x \to 0$, яъни Δt вақт оралиғи нолга интилганда бу вақтда босиб ўтилган масофа ҳам нолга интилади. Бошқача айтганда, $\Delta t \to 0$ да координатадаги ноаниқлик (хатолик) нолга интилади. Ноаниқлик муносабатига асосан бу ҳолда ноаниқлик (хатолик) чексизга интилади, яъни тезликни ўлчашдаги хатолик тезликни ўзидан ҳам катта қийматга эришади. Бу эса (1) лимитни физик маънога эга эмаслигини кўрсатади.

Бунда Δt вақт оралиғини етарли даражада кичик, лекин чекли деб олиш билан бу нисбат физик маънога эга бўлади. Бошқача айтганда, физикада $\Delta x / \Delta t$ катталиклар чекли, етарли кичик миқдорлар, математик маънода чексиз кичик миқдорлар ва бу етарли кичик физик миқдорларнинг нисбати ҳосилага тенг катталик, деб таърифланади ҳамда $\dfrac{\Delta x}{\Delta t} = f'$ каби белгиланади.

Худди шундай чексиз кичик миқдорлар (орттирмалар) математик маънода дифференциал деб олинади ва $\Delta x = dx$ деб белгиланади. Буни маъноси шуки, чексиз кичик миқдорларни Δ билан, уларни ўзгаришини d билан белгиласак уларнинг етарли кичиклидан $\Delta x = dx$ дейиш мумкин. У ҳолда дифференциал $dx = f'dt$ каби ёзилади.

Интеграл тушунчаси қаралаётганда ҳам юқоридаги каби манзара кузатилади. Жисмни бирор *t* вақт ичида босиб ўтган *S* масофасини аниқлаш керак бўлсин. Математик маънода масофани ўтиш учун кетган вақтни Δt_1, Δt_2, ... бўлак (қисм)ларга ажратайлик. Тезликни вақтни функцияси сифатида қараб Δt вақт ичида босиб ўтилган йўлни

$$\Delta S = \vartheta \Delta t$$

шаклида ёзамиз. Энди бу бўлак (қисм)ларни ҳар бирини $\vartheta(t)$ функцияни шу бўлакдаги қийматига кўпайтириб, вақтни барча бўлаклари бўйича йиғинди оламиз:

$$\sum_{i=1}^{\infty} \vartheta(t_i)\Delta t_i$$

Вақтни ҳар бир бўлакларининг кенглигини нолга интилтириб бу йиғиндидан олинган лимит

$$\lim_{\Delta t \to 0} \sum_{i=1}^{\infty} \vartheta(t_i)\Delta t_i = \int_{t_1}^{t_2} \vartheta(t)dt$$

каби белгиланади ва интеграл таърифи сифатида қабул қилинади. Бу ерда ҳам юқоридаги мулоҳазалар каби лимитни физик маънога эга бўлиши учун Δt вақт чекли, яъни етарли даражада кичик ва бу соҳада $\vartheta(t)$ функция маънога эга бўлиши керак. Бошқача айтганда, интеграл йиғиндини лимити эмас балки етарли даражада кичик жуда кўп қўшилувчилар йиғиндиси сифатида олинади:

$$\sum_{i=1}^{\infty} \vartheta(t_i)\Delta t_i = \int_{t_1}^{t_2} \vartheta(t)dt$$

Жисмни бирор t вақт ичида босиб ўтган масофаси вақтни ҳар бир дақиқаларида босиб ўтган йўллар йиғиндисидан иборат десак,

$$S = \sum_{i=1}^{n} \Delta S_i = \sum_{i=1}^{n} \vartheta(t_i)\Delta t_i$$

ёки интеграл тушунчасига асосан

$$S = \int_{t_1}^{t_2} \vartheta(t)dt$$

каби аниқланади.

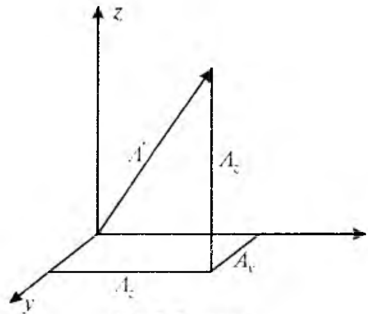
Физик катталикларни ўлчаш натижасида олинган қийматлари сонлар билан белгиланади. Масалан, йўл, ҳажм, масса, вақт, иш, температура, энергия, электр заряд ва бошқа физик катталиклар фақат сон қийматлари билангина тавсифланади. Сон қиймати билан тўла аниқланувчи катталиклар скаляр катталиклар дейилади. Лекин физик катталиклар ичида ўзини сон қиймати билангина эмас, балки йўналиши билан ҳам тавсифланувчи катталиклар мавжуд. Масалан, силжиш, тезлик, тезланиш, куч, импульс, электр майдон кучланганлиги ва бошқа физик катталикларни тўла тавсифлаш учун уларни сон қийматларидан ташқари йўналиши ҳам кўрсатилган бўлиши керак. Шунинг учун сон қийматлари ва йўналишлари билан аниқланувчи физик катталиклар вектор катталиклар дейилади.

Скаляр катталиклар оддий қўшиш, айириш, кўпайтириш, бўлиш амалларига бўйсунади. Лекин векторларни қўшиш, айириш, кўпайтириш оддий амаллардан фарқланади ва маълум математик таърифлар орқали киритилади. Масалан, векторларни қўшиш ва айириш, векторларни скаляр кўпайтмаси, векторларнинг вектор кўпайтмаси маълум математик қоидаларга амал қилади. Бундай қоидаларни физик маънолари фақат тажрибаларга кўра баҳоланади. Ҳакикатдан ҳам масалан, векторларни қўшиш паралелограм қоидасига асосланиб математик усулда бажарилади ва тажрибага мос келиши уни физик маънога эга эканлигини тасдиғи ҳисобланади.

Вектор катталиклар ёзувда қуюқ ҳарфлар (қора шрифтларда) A, B, C ёки тепасига йўналишли чизиқ қўйилган ҳарфлар $\vec{A}$, $\vec{B}$, $\vec{C}$ билан белгиланади. Чизмада эса йўналишли кесма сифатида тасвирланади ва кесманинг узунлиги катталикни сон қийматини аниқлайди.

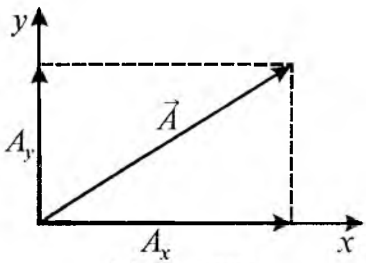
Векторнинг сон қиймати унинг модули дейилади ва одатдаги ҳарфларда ёки параллел чизиқлар ичида ёзилган вектор орқали белгиланади, $A = |\mathbf{A}|$, $B = |\mathbf{B}|$, $C = |\mathbf{C}|$ ёки $A = |\vec{A}|$, $B = |\vec{B}|$, $C = |\vec{C}|$. Векторнинг модули ўзини маъносига кўра мусбат бўлган скаляр катталикдир. Демак, скаляр катталиклар вектор катталикларнинг хусусий ҳоли. Масалан, радиус-векторни бирор x, y, z ўқлардаги ташкил этувчилари скаляр катталиклардир. Ёки икки векторни скаляр кўпайтмаси скаляр катталикни ҳосил қилади.

Ҳар қандай векторни шу векторни ташкил этувчи, ҳосил қилувчи бир неча векторларнинг йиғиндиси деб олиш мумкин. Айтайлик, $\vec{A}_1$, $\vec{A}_2$ векторларни йиғиндиси бирор $\vec{A}$ векторни ифодаласин. Бунда $\vec{A}_1$, $\vec{A}_2$ векторлар $\vec{A}$ векторни ташкил этувчилари дейилади. Мисол учун Декарт ўқлари йўнали-шидаги $\vec{A}_x$, $\vec{A}_y$ векторлар йиғиндиси $\vec{A}$ векторни ифодалайди. Бунга I.1.7-1- расмдан фойдаланиб, параллелограм қоидасига асосан тўғри эканлигига ишонч ҳосил қилиш мумкин. Бундай ҳолларда векторнинг бирор йўналиш – ўқ бўйича катталиги муҳимдир. Чуики ўқнинг йўналиши аниқ бўлиб, фақат векторнинг шу йўналишдаги сон қийматини билиш етарлидир.



1.1.7-2- расм.

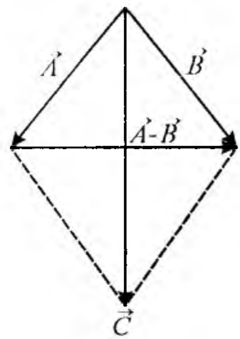
$\vec{A}$ векторни боши ва охиридан ўққа тик текисликлар ўтказамиз. Бу текисликлар ўқни икки нуқтасида кесиб ўтади. Одатда бу икки нуқта оралиғидаги кесманинг катталиги $\vec{A}$ векторнинг шу ўқдаги сон қийматини аниқловчи ташкил этувчиси дейилади (I.1.7-2- расм). Векторнинг Декарт ўқларидаги ташкил этувчилари фақат сон қийматлари билангина аниқланиши мумкин бўлганлигидан улар скаляр катталиклар ҳисобланади. Лекин бу ташкил этувчиларни бирор йўналишда олинганлигини кўрсатиш учун A_x, A_y, A_z каби белгиланади.



1.1.7-1- расм.

$\vec{A}$ вектор хар бир координат системасида учта ташкил этувчиларга эга. Турли координат системаларида векторнинг ташкил этувчилари турлича бўлса-да, векторни ўзи бирдай ўзгаришсиз қолади. Шунингдек, физика қонунларини вектор кўринишда ифодаловчи тенгламалар оддий ва ихчам шаклда ифодаланиши билан бирга координаталар системасининг олинишига боғлиқ бўлмайди.

Юқорида векторлар параллелограм қоидаси бўйича қўшилиши айтилган эди. Бунинг маъноси шуки $\vec{A}$, $\vec{B}$ векторларни йиғиндиси, деб шундай $\vec{C}$ векторга айтиладики, бунда томонлари $\vec{A}$, $\vec{B}$ векторлардан тузилган параллелограмни диагонали натижали йиғинди векторга тенг бўлади (I.1.7-3-расм), яъни



I.1.7-3- расм.

$$\vec{A} + \vec{B} = \vec{C}$$

Икки векторни айирмаси учун ҳам шундай қоида киритилиши мумкин. Иккита $\vec{A}$, $\vec{B}$ векторни айирмаси деб шундай $\vec{C}$ векторга айтиладики, бунда $\vec{C}$ вектор билан $\vec{B}$ вектор йиғиндиси $\vec{A}$ векторга тенг бўлади (I.1.7-3 расм). Таърифга асосан

$$\vec{A} = \vec{B} + \vec{C}$$

ёки

$$\vec{A} - \vec{B} = \vec{C}$$

га тенг бўлиб, бу ифода икки вектор айирмасини ифодалайди.

Бирор λ скалярни $\vec{A}$ векторга кўпайтмаси деб шундай $\lambda\vec{A}$ векторга айтиладики, бунда $\vec{A}$ вектор ва λ скалярни ($\lambda\vec{A}$) вектор билан мослаштирилади. Содда қилиб айтганда $\vec{A}$ векторни λ скалярга кўпайтмаси, деб модули $\vec{A}$ вектор модулидан λ марта катта бўлган векторга айтилади. Масалан, m масса скаляр, уни вектор катталик тезликка кўпайтмаси $\vec{P} = m\vec{\vartheta}$ векторни хосил қилади, яъни импульс вектор катталикдир. Ёки m мас-

...ини вектор $\vec{a}$ тезланишга кўпайтмаси $\vec{F} = m\vec{a}$ векторни хосил қилади, яъни куч вектор катталикдир.

Скаляр ва векторни чексиз кичик миқдорлари (орттирмалари) ҳам мос ҳолда скаляр ва вектор хисобланади. $d\vec{A}$ вектор ва скаляр нисбатидан (хосиласидан) иборат бўлган $\frac{d\vec{A}}{dt}$ катталикни $\frac{1}{dt}$ скаляр ва $d\vec{A}$ векторлар кўпайтмасига тенг деб олинади. Бошқача айтганда, $\vec{A}$ векторни t скалярга нисбати (ҳосиласи) бўлган $\frac{dA}{dt}$ вектор катталик $d\vec{A}$ вектор ва dt скалярларга мослаштирилади. Масалан, радиус-вектор $\vec{r}$ ни вақт (скаляр) бўйича ҳосиласи тезлик $\vec{\vartheta} = \frac{d\vec{r}}{dt}$ ни беради. Бундан тезлик вектор эканлиги келиб чиқади.

$\vec{A}_1$, $\vec{A}_2$ векторлар берилган бўлса, уларнинг бир-бирига скаляр ва вектор кўпайтмалари, деб аталувчи тушунчалар кенг қўлланилади. Айтайлик $\vec{A}, \vec{B}$ векторлар берилган бўлсин. Бу векторлар модулларининг шу векторлар орасидаги бурчак косинусига кўпайтмаси билан аниқланувчи скаляр катталик икки векторни скаляр кўпайтмаси дейилади:

$$\left(\vec{A}\vec{B}\right) = AB\cos\alpha$$

Масалан, кучни бирор силжиш йўналишидаги бажарган иши $A = F\ell$ формула билан аниқланади. Лекин куч силжиш йўналиши билан бирор бурчак ҳосил қилса, иш $A = F\ell\cos\alpha$ формула ёрдамида аниқланади, яъни кучни силжиш йўналишидаги ташкил этувчисининг силжишга кўпайтмаси олинади:

$$A = F\cos\alpha\cdot\ell$$

икки векторни скаляр кўпайтмаси скаляр бўлгани учун иш ҳам скаляр катталик ҳисобланади.

$\vec{A}$ векторни $\vec{B}$ векторга вектор кўпайтмаси, деб шундай $\vec{C}$ вектор катталикка айтиладики, бунда $\vec{C}$ векторнинг сон қиймати $\vec{A}$, $\vec{B}$ векторлардан тузилган параллелограм юзига тенг бўлиб, йўналиши парма қоидаси билан аниқланади. $\vec{A}$, $\vec{B}$ векторлардан тузилган параллелограм олайлик. Параллелограм асосини $\vec{B}$ га, баландлигини l га тенг дейлик. У ҳолда параллелограм юзи

$$S = B \cdot l$$

Бунда I.1.7-4- расмдан $\sin\alpha = \frac{l}{A}$. Буни ҳисобга олиб параллелограм юзини

$$S = BA\sin\alpha$$

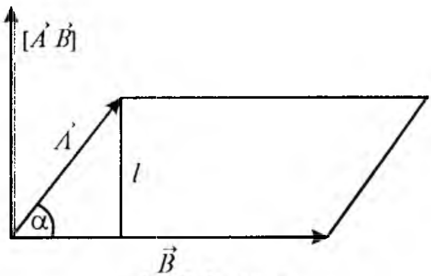
деб ёзамиз. Демак $\vec{A}$, $\vec{B}$ векторларни вектор кўпайтмасининг сон қиймати

$$S = AB\sin\alpha$$

ёки $\vec{A}$, $\vec{B}$ векторларни вектор кўпайтмаси

$$\vec{C} = \left[\vec{A}\vec{B}\right] = AB\sin\alpha.\vec{n}$$

каби белгиланади. Бу ерда $\vec{n} - \vec{C}$ вектор йўналишидаги бирлик вектор. Масалан, радиус-векторни импульсга вектор кўпайтмаси импульс моменти деб аталувчи вектор катталикни ҳосил қилади:



1.1.7-4- расм.

$$\vec{L} = \left[\vec{r}\,\vec{p}\right]$$

Физикада жуда муҳим бўлган оператор ва унга боғлиқ тушунчалар кўп ишлатилади. Одатда, математик амал сифатида ишлатиладиган дифференциал оператор набла кенг қўлланилади. У математик маънода ташкил этувчилари $\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}$ бўлган хусусий ҳосилалардан иборат

$$\nabla = i\frac{\partial}{\partial x} + j\frac{\partial}{\partial y} + k\frac{\partial}{\partial z}$$

вектор кўринишда ифодаланади ва набла (∇) деб аталади. Бу вектор математик амал сифатида якка ўзи маънога эга бўлмай, фақат ўзини ўнг томонидаги функция билан бирликдагина маънога эга бўлади. Масалан, ∇ векторни φ скалярга кўпайтмаси, ∇ векторни $\vec{A}$ векторга скаляр кўпайтмаси ёки ∇

векторни $\vec{A}$ векторга вектор кўпайтмаси маълум маънога эгадир.

Биринчи ҳолда

$$\nabla\varphi = i\frac{\partial\varphi}{\partial x} + j\frac{\partial\varphi}{\partial y} + k\frac{\partial\varphi}{\partial z}$$

вектор катталик φ функциянинг градиенти дейилади ва $grad\varphi$ деб белгиланади:

$$grad\varphi = \nabla\varphi.$$

Булардан функция градиенти қуйидаги маънога эга эканлиги келиб чиқади. φ функцияни градиенти шундай векторки, унинг йўналиши функцияни ортиш йўналишига мос, катталиги функцияни шу йўналиш бўйича ҳосиласига тенгдир. Бошқача айтганда, скаляр катталикни градиенти шу катталикни фазодаги ўзгариш тезлигини билдирувчи вектор катталикдир. Масалан, куч потенциал энергиянинг тескари ишора билан олинган градиентига тенг:

$$\vec{F} = -gradE$$

Ҳақиқатан ҳам куч вектор, энергия скаляр катталикдир.

Иккинчи ҳолда

$$\nabla\vec{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z}$$

скаляр катталик $\vec{A}$ векторнинг дивергенцияси дейилади ва $div\vec{A}$ деб белгиланади:

$$div\vec{A} = \nabla\vec{A}$$

Бунинг маъноси шуки, $div\,\vec{A}$ - ҳажмни чексиз кичиклик шартида бирлик ҳажмни чегараловчи сирт орқали ўтувчи оқимни ифодалайди. Оқим таърифига асосан скаляр катталик бўлиб, вектор оқимининг дивергенцияси скаляр эканлиги келиб чиқади. Масалан, электр майдон кучланганлик векторининг дивергенцияси

$$div\,\vec{E} = \rho\frac{1}{\varepsilon_0}$$

скаляр катталик заряд зичлигига тенг. Бунда $1/\varepsilon_0$ - пропорционаллик коэффициенти.

Физикада табиатни бир неча қонунларига тенг кучли бўлган шундай тамойиллар борки, улар вариацион тамойиллар деб аталади. Уларни мухим аҳамиятга эга бўлишига сабаб улар табиатнинг бир неча қонунларига тенг кучли маънога эга эканлигидир. Масалан, Ферма тамойили ёруғликнинг синиш ва қайтиш қонунларига тенг кучли, энг кичик таъсир тамойили механика қонунларига тенг кучлидир. Уларни амалда қўллаш асосида вариацион амаллар яратилди ва улар вариацион ҳисоблар деб аталди.

Вариацион ҳисобда одатда функция кўринишига боғлиқ бўлган катталиклар билан иш кўрилади. Яъни вариацион ҳисоб ўзгарувчан (вариациаланадиган) катталикнинг энг катта ва энг кичик қийматларига (экстремумларига) мос келган функция кўринишини аниқлаш усулидир. Бошқача айтганда, вариацион ҳисобда функция кўринишининг жуда кичик ўзгаришларида вариациаланувчи катталик қийматининг ўзгариши нолга тенг бўлиши талаб этилади. Масалан, $f'(x)=0$ тенгламани илдизларини аниқлаш каби бу усулда хам функциянинг $\delta L = 0$ вариацияси (ўзгариши) нолга тенглаштирилади. Мисол учун мувозанатли ҳолатни тақсимот функциясини аниқлашда бундай ҳолатни маълум катталикларининг вариацияси нолга тенглаштирилади ва натижада Гиббс тақсимоти олинади.

Вариацион ҳисоб тушунчасига якун ясаб, унинг аҳамияти ҳақида шуни айтиш мумкинки, у асосда системанинг ҳаракат тенгламасини олиш мумкин.

Асосий формулалар

Ҳаракатнинг кинематик тенгламаси	$\vec{r} = \vec{r}(t)$
Тезлик	$\vartheta = \dfrac{ds}{dt}$
Тезланиш	$a = \dfrac{d\vartheta}{dt}$

Ўзгарувчан ҳаракатнинг йўл формуласи

$$s = \vartheta_0 t \pm \frac{at^2}{2}$$

Эгри чизиқли ҳаракатдаги тик тезланиш

$$a_n = \frac{\vartheta^2}{R}$$

Тангенциал тезланиш

$$a_\tau = \frac{d\vartheta_\tau}{dt}$$

Бурчакли тезлик, частота

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt}, \nu = \frac{1}{T}$$

Чизиқли тезлик билан бурчакли тезлик орасидаги боғланиш

$$\vartheta = \omega R$$

Бурчакли тезланиш

$$\beta = \frac{d\omega}{dt}$$

Бурчак тезланиш билан чизиқли тезланиш орасидаги боғланиш

$$a_1 = \omega^2 R, \ a_2 = \beta R$$

Галилей алмаштиришлари

$$x = x' + \vartheta t, \quad y = y', \quad z = z', \quad t = t'$$

Лоренц алмаштиришлари

$$x = \frac{x' + \vartheta t'}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}}, \quad y = y', \quad z = z', \quad t = \frac{t' + \frac{\vartheta}{c^2}x'}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}}, \quad \beta = \frac{\vartheta}{c}$$

Масофанинг ўзгариши

$$l' = l\sqrt{1 - \beta^2}$$

Вақтнинг ўзгариши

$$\tau' = \frac{\tau}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Тезликларни қўшиш

$$\vartheta_x = \frac{\vartheta'_x + \vartheta}{1 + \frac{\vartheta}{c^2}\vartheta'_x}$$

I.2. ДИНАМИК ҲОЛАТ

1.2.1. Ҳолат тушунчаси. Динамиканинг бириичи қонуни

1.2.2. Диинамиканинг иккичи қонунн. Ҳаракат тенгламасн

1.2.3. Диинамиканнинг учинчн қонуни

1.2.4. Классик механикада нмпульснинг сақланиш қонуни

1.2.5. Нисбий динамнка асослари

“Назарий билимлардан ҳосил қилинадиган тушунчалар узоқ ва чуқур тушиниш, текшириш, кашф-ижод, таълим олиш ва бошқаларга таълим бериш йўли билан қўлга киритилади. Илмий масалалар билан етарли шуғулланмайдиган одамларга келганда, уларнинг ишларида тартиб ҳам, тизим ҳам бўлмайди”

Абу Наср Форобий

I.2.I. Ҳолат тушунчаси. Динамиканинг бириичи қонуни

Табиатдаги барча ҳодисалар динамик ва статистик қонуниятлар асосида юз беради. Табиат ҳодисаларини ўрганишда динамик ва статистик қонуниятларни ўрганар эканмиз, динамик ва статистик ҳолат тушунчаси умуман, ҳолат тушунчаси физикада жуда муҳимдир. Шунинг учун ҳам маълум шароитдаги берилган системани бирор вақт ўтгач ҳолатини аниқлаш физикаиинг асосий масаласи ҳисобланади.

Умуман олганда, юқорида қайд этилганидек (I.1.2) ҳар қандай ўрганилаётган, текширилаётган физик объект-физик борлик (моддий ёки майдон кўринишидаги) учун унинг ҳолати ва ҳолатни тавсифловчи тенгламаларнинг (ҳаракат тенгламаларининг) берилиши муҳимдир. Чунки, табиат ҳодисаларини ўрганишда, масалан, механик ҳодисаларда механик (динамик ҳолат), иссиқлик ҳодисаларида макроскопик система (жисм) ҳолати, электромагнит ҳодисаларда электромагнит майдон ҳолати, микрооламда микрозарранинг квант ҳолати ва х.к. ҳамда ҳаракат тенгламаларини берилиши ҳамма физик масалаларни хал қилинишига олиб келади.

Динамика нуқтаи назардан система (жисм) ҳолати системанинг ҳамма динамик ўзгарувчиларининг берилиши билан аниқланади. Бошқача айтганда, система ҳолати системани ҳосил қилган ҳар бир зарра ҳолатларининг берилиши билан тўлиқ аниқланади.

Классик механика нуқтаи назардан зарра ҳолати маълум вақтдаги x, y, z координаталар ва ϑ_x, ϑ_y, ϑ_z тезликни ташкил этувчиларини (ёки x, y, z координата ва p_x, p_y, p_z импульсни ташкил этувчиларини) берилиши билан тўла аниқланади. Бошқача айтганда, маълум вақтдаги заррани радиус-вектори $\vec{r}$ ва тезлиги $\vec{\vartheta}$ ($\vec{p}$ импульси) берилиши билан унинг ҳолати тўла аниқланган бўлади.

Ҳар қандай макроскопик система жуда кўп зарралар – атом ва молекулалардан тузилган. Шунинг учун бундай системалар жуда кўп эркинлик даражалар сонига эга деб ҳисобланади. Бизга маълумки, эркинлик даражалар сони деганда система ҳолатини тавсифловчи бир-бирига боғлиқ бўлмаган параметрларни тушунамиз. Макроскопик системаларда ҳолатни тавсифловчи бундай параметрлар сони етарлича кўп бўлади.

Система N та зарралардан тузилган бўлсин. Демак, унинг ҳолати системага тегишли ҳар бир зарранинг координата ва тезликларини (ёки координата ва импульсларининг) берилиши билан тўла аниқланган бўлади. Бошқача айтаганда, N та заррали классик механик система ҳолати маълум вактдаги $3N$ та координата ва $3N$ та тезлик қийматларининг ($3N$ та импульс қийматларининг) берилиши билан тўла аниқланади. Системани бундай усул билан тавсифланган ҳолати унинг механик (динамик) ҳолати дейилади. Бундай тавсифлаш усулида заррага хос катталиклар унинг координата ва тезлиги функцияси деб, қаралади.

Ҳаракатни тавсифловчи асосий катталик бўлган тезликни бирор ўзгармас (механик маънода) m га кўпайтирамиз ва уни,

$$\vec{p} = m\vec{\vartheta} \tag{1}$$

деб белгилаймиз. Одатда (1) ифода импульс дейилади.

Ҳолатни механик тавсифлаш усулига асосан ҳар бир динамик катталик радиус вектор ва тезлик (импульс) функцияси деб олинади. Масалан, тезланиш

$$\vec{a} = a(\vec{r}, \vec{\vartheta}) \tag{2}$$

каби бўлади. N та заррадан иборат жисм - система учун

$$\vec{a} = a(\vec{r}_1, \vec{r}_2, ... \vec{\vartheta}_1, \vec{\vartheta}_2, ...) \tag{3}$$

тенглама олинади. (3) га ўзгармас m катталикни кўпайтирамиз ва уни F билан белгилаймиз:

$$\vec{F} = m\vec{a} \tag{4}$$

Бу ерда F – ҳаракатни (ҳолатни) ўзгартирувчи сабаб бўлиб, куч дейилади. m – жисм ҳолати ёки ҳаракат ҳолатини сақлаш хоссасини, инертлигининг миқдорий ўлчови, ўзгармас катталик бўлиб, масса дейилади.

Классик механикада масса қуйидаги хоссаларга эга деб қаралади:

а) тезликка боғлиқ эмас. У фақат жисмнинг ўзигагина боғлиқ бўлган ўзгармас катталикдир;

б) скаляр катталик, яъни масса фақат сон қиймати билан аникланувчи катталик;

г) аддитив катталик, яъни жисм массаси уни ташкил этувчи зарралар массаларининг йиғиндисига тенг;

д) яккаланган системаларда масса ўзгармаслигича қолади (массанинг сақланиш қонуни).

Ньютоннинг биринчи қонуни баъзан фикрлаш маҳсули, априор, фикрлаш билан аниқланган, тажрибага асосланмаган ҳақиқат деб ҳисобланади. Шундай мулоҳаза юритайлик. Тинч ҳолатдаги жисмга бошқа бирор куч таъсир этмагунча ўзининг тинч ҳолатини сақлайди. Агар жисм тўғри чизиқли ҳаракатда бўлса ҳамда унга ҳеч қандай куч таъсир этмаса – жисм ўзининг тўғри чизиқли ҳаракатини давом эттиради. Чунки симметрия қонунига асосан жисмнинг бирор ихтиёрий томонга оғиш эҳтимоли унга тескари томонга оғиш эҳтимолидан фарқ қилмайди. Худди шундай ҳаракатдаги жисмга қаршилик кучлари таъсир этмаса, тезлиги ўзгармайди, яъни ҳаракат чексиз узоқ давом қилади, деб ҳисоблаш мумкин. Лекин Ньютон қонунлари соф фикрлаш маҳсули бўлмай тажрибадан олинган ҳақиқатдир. Соф фикрлаш баъзан хатоликларга олиб келади. Масалан, бирор куч таъсирида жисм ҳаракат қилаётган бўлсин. Агар куч таъсири йўқолса, ҳаракат ҳам тўхташи керак. Лекин ҳақиқатда бундай эмас, яъни унинг ҳаракати маълум вақтгача давом этади, яъни жисм ҳаракат ҳолатини куч таъсирисиз маълум вақтгача сақлайди. Шунинг учун жисмларнинг тинч ҳолатини ёки тўғри чизиқли текис ҳаракатини сақлаш хоссаси инерция дейилади.

Тажриба далилларига асосланиб, Ньютон қуйидаги хулосага келди: инерциал саноқ системаларида ҳар қандай жисм унга бошқа жисмларнинг таъсирлари мувозанатланганда ўзининг тинч ёки тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатини сақлайди. Кўпинча бу хулоса Ньютоннинг биринчи қонуни ёки динамиканинг биринчи қонуни сифатида таърифланади.

Баъзан Ньютоннинг биринчи қонуни инерция қонуни дейилади. Ньютоннинг биринчи қонунида айтилган тинч ёки тўғри чизиқли текис ҳаракат қайси саноқ системасига нисбатан ҳисобланиши муҳимдир. Ньютоннинг биринчи қонуни барча саноқ системаларида ҳам бажарилмайди. Одатда Ньютон қонунлари ўринли бўлган ҳар қандай система инерциал система дейилади. Масалан, поездда силлиқ стол устида турган шарча поезднинг тинч ёки текис ҳаракатида ўз ҳолатини ўзгартирмайди. Лекин поезд ҳаракати тезлашса ёки секинлашса ҳамда эгри чизиқли ҳаракат қила бошласа унинг ҳолати ўзгаради. Бундай ҳаракатда поезд билан боғланган саноқ системаси инерциал бўла олмайди. Демак, айтиш мумкиики, инерция қонуни бажарилган системаларгина инерциал бўлади. Кинематикада барча саноқ системалар эквивалентдир. Лекин динамикада бундай эмас. Агар бирор инерциал системага нисбатан бошқа бир система тинч ёки тўғри чизиқли текис ҳаракат қилаётган бўлса, ҳаракатдаги система ҳам инерциал система бўлади. Лекин ҳаракатдаги система эгри чизиқли ёки нотекис ҳаракатда бўлса, у инерциал система бўла олмайди.

Фараз қилайлик, вагонда жойлашган стол устида шарча тинч турган бўлса, вагон билан боғлиқ координат системасига нисбатан шарча ҳаракатини кузатиш мумкин. Худди шундай Ер билан боғланган координат системасига нисбатан ҳам шарча ҳаракатини кузатиш мумкин. Вагон ҳаракатсиз деб, шарчани столдан ташлаб юборсак, унинг ҳаракати ҳар иккала координат системасида ҳам бир хил эканлигини кўрамиз. Энди вагон текис ҳаракат қилаётган бўлса вагон ичидаги кузатувчи ҳамма нарса тинч, шарча вертикал йўналишда пастга тушади деб ҳисоблайди. Ердаги кузатувчи эса вагонда нарсалар, шу жумладан, шарча ҳам инерция бўйича маълум тезлик билан ҳаракатланмоқда деб ҳисоблайди. Агар вагон тезлашса, ёки секинлашса, ёки бўлмаса, эгри чизиқли ҳаракат қила бошласа, ташланган шар ҳаракати ўзгаради, тезлашса орқага, секинлашса олдинга оғади.

Ер Қуёш атрофида айланма ҳаракат қилади, яъни унинг ҳаракати тезланишга эга. Бундан ташқари Ер ўз ўқи атрофида айланма ҳаракат қилади. Шунинг учун Ер билан боғланган саноқ системаси қатъий инерциал бўла олмайди. Лекин амалда инерциал система деб қабул қилиш мумкин. Ҳақиқатан ҳам Ер ўз ўқи атрофида айланиши туфайли сиртнинг ҳар бир нуқтаси ғарбдан шарққа йўналган тезликка эга бўлиб, унинг таъсирида жисм, масалан, 20 м баландликдан ташланганда бир неча миллиметр шарққа томон оғади.

Маркази Қуёшда бўлган ўқлари маълум юлдузлар томон йўналаган саноқ системаси айнан инерциал деб олинади. Шундай бўлса-да, ҳақиқатда Қуёшнинг ўзи ҳам галактика атрофида айланма ҳаракатда иштирок этади.

Инерциал системага нисбатан тезланишга эга бўлган саноқ системаларда механика қонунлари бошқача бўлади.

I.2.2. Динамиканинг иккиичи қонуни. Ҳаракат тенгламасн

Тажриба кўрсатадики, жисмга берилган таъсир унинг тезлигиии ўзгартиради, яъни жисм ҳолатини ўзгартиради. Иккинчи томондан куч таъсирида жисм деформацияланиши ҳам мумкин.

Жисмга бирор куч таъсир этса, унинг тезланиши ўзгаради. Таъсир этувчи куч орттирилса, тезланиш ҳам унга пропорционал равишда ортиб боради. Демак, жисм тезланиши таъсир этувчи кучга пропорционалдир. Кучни F билан белгилаб, яъни $F \sim a$ пропорционаллик коэффициентини m десак

$$F=ma \tag{1}$$

бўлади. Бу ерда m фақатгина жисмнинг ўзигагина боғлиқ бўлиб, жисм массаси дейилади. (1) Ньютон, иккинчи қонунининг математик ифодасидир. Бу қонунга асосан жисмнинг тезланиши унга таъсир этувчи кучга тўғри пропорционал, жисм массасига тескари пропорционал бўлади. Демак, жисм массаси қанча катта бўлса, унинг тезланиши шунча кичик, яъни инертлиги – дастлабки ҳолатини сақлаш хоссаси шунча кучли бўлади. Бундан эса жисм массаси инерция ўлчови деган хулосага келамиз. Ньютоннинг иккинчи қонуни фақат инерциал системаларда ўринлидир.

Масса баъзан модда миқдори деб таърифланади. Лекин нисбийлик назариясига асосан жисм массаси катта тезликларда ўзгариб жисмдаги модда миқдори бўлмай қолар экан.

Зарра ҳолатининг механик тавсифлашга асосан унинг асосий катталиги тезланиш радиус-вектор ва тезликни функцияси бўлади:

$$\vec{a} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = \vec{a}(\vec{r}, \vec{\vartheta}) \tag{2}$$

N та заррали системанинг хар бар зарраси ҳам радиус-вектор ва тезликни функциясидан иборат бўлган тезланишга эга:

$$\vec{a}_i = \frac{d^2\vec{r}_i}{dt^2} = \vec{a}_i(\vec{r}_1, \ldots \vec{r}_n; \vec{\vartheta}_1, \ldots \vec{\vartheta}_N) \tag{3}$$

Бунда $\vec{r}_1$, $\vec{\vartheta}_i$ - хар бир зарранинг радиус-вектори ва тезликларидир.

(3) тенглама, математикадан маълумки, $r(t)$ радиус-вектор функцияга нисбатан иккинчи тартибли дифференциал тенглама ҳисобланади.

(3) тенгламани ечиш билан зарранинг координата ва тезлигини аниқлаш мумкин. Шунинг учун ҳам зарранинг ҳаракат ҳолатини аниқловчи (3) тенглама классик механиканинг харакат тенгламаси дейилади.

(3) тенгламани ечишда муҳим нарса хар бир ҳолатга мос унинг ўнг томонидаги функция кўринишини аниқлаб олишдир. Функция кўринишини аниқлаб олишда ҳаракатланувчи зарра хусусиятлари ва ташқи шартлардан фойдаланилади.

Физикада системанинг механик ҳаракат тенгламасини аниқлашни жуда кўп усуллари мавжуд. Классик механика масалалари Ньютон механикасидан ташқари Лагранж, Гомильтон, варнацион ҳисоб, ғалаёнланиш назарияси каби кўпгина усуллардан фойдаланиб ҳам ҳал этилиши мумкин (бу масалалар билан назарий механика шуғулланади).

Математикадан маълумки, (2) тенгламани ечишда иккита интеграллаш доимийлиги ҳосил бўлади. Бу ўзгармас катталиклар аниқланса ҳаракат тенгламаси бир қийматли аниқланган бўлади. Бу ўзгармас катталикни аниқлаш учун куйидаги шартдан фойдаланамиз. Бунинг учун бирор вақтдаги, одатда, бошланғич вақтдаги ҳолати берилган бўлиши керак, яъни зарра $t=0$ да $r(0) = r_0$ ва $\vartheta(0) = \vartheta_0$ га тенг бўлсин. (3) тенгламани бундай шартдаги ечимлари системага қарашли барча координата ва тезликларни аниқлашга имкон беради ҳамда булар орқали системани механик ҳолати тўла аниқланган бўлади.

Классик механик нуқтаи назаридан система ҳаракат қонуни, яъни система ҳолатининг вақт бўйича ўзгариши

$$\vec{F}_i = m_i \frac{d^2 \vec{r}_i}{dt^2} \qquad (i = 1,\ 2,\ 3,\ \ldots,\ N) \tag{4}$$

Ньютон тенгламасидан юқорида айтилган шартлар асосида ечиш билан аниқлаш мумкин. Бунда зарра массасини билган ҳолда берилган куч таъсирида $\vec{r} = \vec{r}(t)$ ҳаракат қонунини аниқлашга динамиканинг асосий масаласи дейилади. Берилган массали зарра $\vec{r}(t)$ радиус-векторини билган ҳолда унга таъсир этувчи кучни аниқлаш динамиканинг тескари масаласи дейилади.

Динамиканинг асосий масаласини ҳал этишда

$$F_x = m\ddot{x}, \quad F_y = m\ddot{y}, \quad F_z = m\ddot{z}$$

тенгламаларнинг ечимлари

$$x(t) = x(t, c_1, c_2), \quad y(t) = y(t, c_3, c_4), \quad z(t) = z(t, c_5, c_6) \tag{5}$$

аниқланади. Булардан фойдаланиб зарраларни ихтиёрий вақтдаги радиус-вектори ва тезликлари топилади:

$$\begin{aligned} \vec{r}(t) &= \vec{r}(t, c_1, \ldots c_6) \\ \vec{\vartheta}(t) &= \vec{\vartheta}(t, c_1, \ldots c_6) \end{aligned} \tag{6}$$

Бошланғич шартларга асосан заррани $t = t_o$ вақтдаги радиус-вектор ва тезлиги

$$\begin{aligned} \vec{r}_o(t) &= \vec{r}(t_o) \\ \vartheta_o &= \vec{\vartheta}(t_o) \end{aligned} \tag{7}$$

га тенг бўлсин. Бундай бошланғич шартлардан фойдаланиб интеграллаш доимийликларини топамиз. Бунинг учун (7) ни (6)га қўйиб алгебраик тенгламалар системаси ҳосил қилинади ва уларни ўзгармасларга нисбатан ечиб тонилади ва ниҳоят уларни (6) га қўйиб

$$\vec{r}(t) = \vec{r}(t, t_0, r_0, \vartheta_0), \quad \vec{\vartheta}(\mathrm{t}) = \vec{\vartheta}(t, t_o, r_o, \vartheta_o), \tag{8}$$

яъни заррани ихтиёрий вақтдаги радиус-вектор ва тезлиги аниқланади.

Юқоридагилардан шундай хулосага келамиз. Заррани ихтиёрий вақтдаги ҳолати унинг бошланғич ҳолати маълум бўлгандагина аниқланар экан, бошланғич ҳаракат ҳолатининг берилиши унинг кейинги вақтлардаги ҳаракат ҳолатларини аниқлашга имкон беради.

Классик физикада, умумий ҳолда кучнинг берилиши билан зарранинг бошланғич ҳолати бўйича кейинги ҳолатини олдиндан айтиш мумкин бўлиб, бу хулоса сабабият тамойили (Лаплас детерминизми) дейилади.

I.2.3. Динамиканинг учинчи қонуни

Жисмларнинг бир-бирига бўлган таъсири ўзаро таъсир табиатли ҳисобланади. Фараз қилайлик, яккаланган иккита жисм, масалан, электр зарядларига эга бўлганлиги учун ўзаро таъсирга эга бўлсин, яъни бир-бирини тортсин ёки итарсин. Бунда биринчи жисмга иккинчи жисм томонидан кўрсатилган таъсир f_{12} бўлсин. Худди шундай иккинчи жисмга биринчи жисмнинг таъсирини f_{21} дейлик. Биринчи жисм массаси m_1, тезланиши a_1 иккинчи жисм массаси m_2, тезланиши a_2 деб белгилайлик. Тажриба кўрсатадики, бу кучлар таъсирида жисмларнинг олган тезланишлари массаларига тескари пропорционал бўлади:

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{m_2}{m_1} \tag{1}$$

Бундан куйидагини ҳосил қилиш мумкин:

$$m_1 a_1 = m_2 a_2 \text{ ёки } f_{12} = f_{21} \tag{2}$$

Формуладан кўринади, таъсир этувчи кучлар ўзаро тенг. Лекин кучлар қарама-қарши йўналгандир. Бу айтилган хулоса Ньютоннинг учинчи қонуни бўлиб, таъсир акс таъсирга тенг деб таърифланади:

$$F_{12} = -F_{21} \tag{3}$$

Таъсир акс таъсирга тенг эканлигини бевосита кузатиш мумкин. Стол устида турган китоб столга оғирлик кучи, стол эса унга қарама-қарши йўналган реакция кучи билан таъсир қилади.

Тош ўз оғирлигига тенг куч билан Ерни тортади. Ер ҳам тошни унга тенг куч билан тортади. Ернинг массаси тош массасига нисбатан жуда катта бўлганлиги учун унинг тезланиши тош тезланишига нисбатан жуда кичик. Амалда нолга тенг. Шунинг учун тош Ерга тортилади – тушади.

Таъсир ва акс таъсир этувчи кучлар турли жисмларга қўйилган. Бу кучлар турли жисмга қўйилганлиги ва қарама-қарши йўналганлигидан ҳар иккала жисм бир томонга ҳаракатланиши мумкин эмас. Ньютоннинг учинчи қонунига асосан таъсир акс таъсирсиз бўла олмайди.

Биз юқорида динамиканинг асосий қонунлари билан танишиб ўтдик. Бу қонунлар классик механиканинг асосини ташкил этади. Механика қонунлари қадимдан маълум бўлиб, ҳатто Аристотел куч таъсирисиз ҳаракат бўлмаслигини қайд этган. Кейинчалик Г. Галилей тажрибаларга асосланиб механика қонунларини ўрганди. Ньютон эса уни фан сифатида мукаммал ҳолатга етказди. Унинг 1687 йил чоп этилган ўлмас асари "Натурал фалсафанинг математик асослари"да Ньютон қонунлари деб номланувчи динамика қонунлари таърифлаб берилган.

Бунда шуни қайд қилиш керакки, классик механика фазо ва вақт хоссаларидан келиб чиқувчи қуйидаги постулатларга асосланади:

1) Макроскопик жисмларнинг ҳаракатини тавсифловчи катталикларни бир вақтда ва хоҳлаганча аниқликда ўлчаш мумкин;

2) Барча саноқ системаларда берилган вақт ичида фазонинг икки нуқта оралиғи (фазовий интервал) бир хил (инвариант)дир;

3) Барча саноқ системаларда ҳар қандай ҳодисанинг давомийлиги бир хил (инвариант)дир.

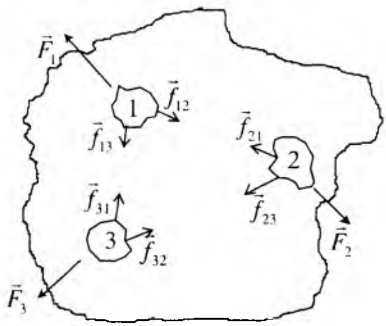
I.2.4. Классик механикада импульсининг сақланиш қонуни

Яккаланган берк системаларда табиатнинг энг умумий ҳисобланган импульснинг сақланиш қонуни ўринли бўлишлигини кўрсатайлик. Импульснинг сақланиш қонунини Ньютоннинг иккинчи ва учинчи қонуни асосида келтириб чиқарамиз.

Кейинчалик импулснинг сақланиш қонуни табиат симметриясидан келиб чиқувчи табиатнинг энг умумий хоссаси фазонинг бир жинслилиги натижаси эканлигини кўрсатамиз. Бундан ташқари бу қонун классик механика тушунчаларидан фойдаланиш мумкин бўлмаган, микрооламда ҳам ўринли бўлиши билан у табиатнинг энг умумий қонунияти эканлигига ишонч хосил қиламиз.

Фараз қилайлик, текширилаётган система берк система бўлиб, учта жисмдан иборат бўлсин. Маълумки, ташқи муҳит билан таъсирлашмайдиган система берк система дейилади. Берилган жисмга система ичидаги бошқа жисмларнинг таъсирини ички кучлар, системадан ташқаридаги жисмларнинг таъсирини ташқи куч деб шартлашамиз (расм 1.2.4-1). Биринчи ва иккинчи жисмлар орасидаги ўзаро таъсир кучларини f_{12}, f_{21}, иккинчи ва учинчи жисм орасидаги ўзаро таъсир кучларини f_{23}, f_{32} билан биринчи ва учинчи жисмлар орасидаги таъсирларини f_{13}, f_{31} билан белгилаймиз.

Жисмларга ташқаридан берилган таъсирларни мос ҳолда F_1, F_2, F_3 га тенг деб ҳисоблайлик. Учта жисм учун динамика тенгламасини мос ҳолда қуйидагича ёзайлик:



1.2.4-1- расм.

$$\frac{d}{dt}\vec{P}_1 = \vec{f}_{12} + \vec{f}_{13} + \vec{F}_1$$

$$\frac{d}{dt}\vec{P}_2 = \vec{f}_{21} + \vec{f}_{23} + \vec{F}_2$$

$$\frac{d}{dt}\vec{P}_3 = \vec{f}_{13} + \vec{f}_{31} + \vec{F}_3$$

Юқоридаги ифодаларни ҳадма-ҳад қўшиб ва ички кучларнинг йиғиндиси нолга тенг эканлигидан қуйидаги тенглик келиб чиқади:

$$\frac{d}{dt}(\vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \vec{P}_3) = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3$$

Система импульси уни ташкил қилган жисмлар импульсларининг йиғиндисига тенг $P = \vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \vec{P}_3$ ва $F = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3 = 0$ ташқи куч нолга тенг деб ҳисобласак:

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = 0$$

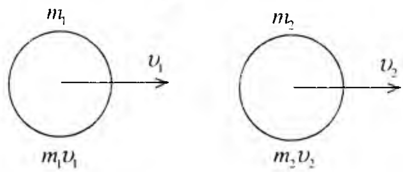
ёки

$$\vec{P} = m\vec{\vartheta} = const$$

ҳосил бўлади. Бу ифода импульснинг сақланиш қонуни дейилади.

Берк системаларда импульс ўзгармас экан ички кучлар система импульсини ўзгартира олмайди.

Иккита m_1, m_2 массали шарчани эластик урилиши учун импульс сақланиш қонунини ёзайлик (1.2.4-2- расм). Агар шарчаларнинг урилишига қадар тезликлари $\vec{\vartheta}_1$, $\vec{\vartheta}_2$ бўлса, урилишдан кейин тезликлари $\vec{\vartheta}'_1$, $\vec{\vartheta}'_2$ бўлади. Импульс сақланиш қонунига асосан



$$m_1\vec{\vartheta}_1 + m_2\vec{\vartheta}_2 = m_1\vec{\vartheta}'_1 + m_2\vec{\vartheta}'_2$$

Масалан, ракетанинг ҳаракати, милтиқ отилганда тепиш импульснинг сақланиш қонуни натижасидир. Оддий биллиард шарларининг урилиши, молекулалар, микрозарралар тўқнашуви ва бошқалар импульсниинг сақланиш қонунига бўйсунади.

I.1.5. Нисбий динамика асослари

Бир инерциал координат системасидан иккинчисига ўтилганда координаталар, вақт ва тезликларни алмаштириш ифодалари билан танишдик. Эиди нисбийлик назариясидан келиб чиқувчи яна бир муҳим натижа билан танишайлик.

Маълумки, классик физикада масса ўзгармас катталик бўлиб, нисбийлик назариясига асосан жисм массаси тезлигига боғлиқ бўлиб қолади. Бу ерда нисбийлик назариясида массанинг алмаштириш ифодалари қандай аниқланишига тўхталамиз.

Шундай фикран тажриба ўтказайлик. Айтайлик, координата ўқлари мос ҳолда параллел бўлган KK' координат системалари берилган бўлсин. K система ҳаракатсиз бўлиб, унга нисбатан K' система u тезлик билан x ўқи йўналишида ҳаракатлана олади дейлик.

Дастлаб ҳар иккала система бир-бирига нисбатан тинч. K координат системасидан u тезликда чиққан a шарча K′ координат системасидан чиққан v тезликдаги b шарча билан yy' ўқи йўналишида эластик тўқнашсин. Бундай тўқнашишда шарларнинг тезлик йўналишигина ўзгаради, яъни a шарча учун импульснинг ўзгариши

$$dP_y(a) = mu - (-mu) = 2mu$$

га, b шарча учун

$$dP_y(b) = mv - (-mv) = 2mv$$

га тенг бўлади. Биз бу ифодаларни классик физика тушунчаларига асосланиб ёздик.

Агар импульснинг сақланиш қонуни нисбийлик назариясида ҳам ўринли деб ҳисоблаш билан бирга массани тезликка боғлиқ десак импульсни

$$P = m(\vartheta)\vartheta \tag{1}$$

кўринишида ёзиш мумкин.

Айтайлик, K' система K системага нисбатан ϑ тезликка эга. Бундай ҳолда ҳаракатсиз K системадан чиққан a шар билан ҳаракатдаги K' системадан чиққан b шарларни тўқнашиши расмдагидек бўлади. K координат системасига нисбатан a шарни y ўқи бўйича эластик тўқнашишида импульсининг ўзгариши $dP_y(a) = 2m(u)u_y$ га тенг бўлиб, бу ерда $u_y = u$ эканлигидан $dP_y(a) = 2m(u)u$ га тенг.

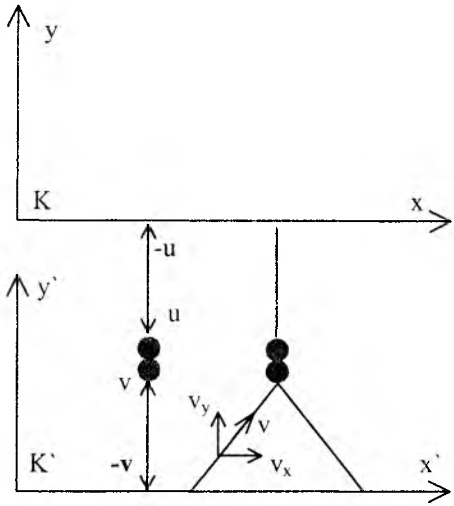
Худдий шундай b шар учун ҳам x ўқи йўналишидаги эластик тўқнашишда импульсни ўзгариши $dP_y(b) = 2m(v)v_y$ га тенг бўлади (x ўқи йўналишида шарлар тўқнашмайди).

Импульснинг сақланиш қонунига асосан ёзиш мумкин:

$$dP_y(a) = dP_y(b)$$

ёки

$$m(u)u = m(v)v_y \qquad (2)$$



Энди нисбийлик назариясидан фойдаланайлик. Лоренц алмаштиришларига биноан ёзиш мумкин:

$$v_y = \frac{v_{y'}\sqrt{1-\beta^2}}{1+\frac{\vartheta}{c}x'}$$

Бу ерда мисолимизда v ни x ўқи бўйича ташкил этувчиси $v_x = \vartheta$, $v'_x = 0$, $v'_y = u$ эканликларини ҳисобга олиб юқоридаги ифодани

$$v_y = u\sqrt{1+\beta^2}$$

кўринишда ёзамиз.

v тезликни ташкил этувчилари орқали

$$v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2} = \sqrt{\vartheta^2 + u^2(1-\beta^2)}$$

шаклда ифодалаш мумкин. Буларни ҳисобга олиб (2) ни шундай ёзамиз:

$$m(u)u = m\left(\sqrt{\vartheta^2 + u^2(1-\beta^2)}\right)\cdot u\sqrt{1-\beta^2}$$

ёки

$$m(u) = m\left(\sqrt{\vartheta^2 + u^2(1-\beta^2)}\right)\cdot \sqrt{1-\beta^2}$$

Бу ерда $u = 0$ десак

$$m(0) = m(\vartheta)\sqrt{1-\beta^2}$$

га тенг бўлиб,

$$m(\vartheta) = \frac{m(0)}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad (3)$$

деб ёза оламиз. Бу ерда $m(0)$ - жисмнинг тинч ҳолатдаги массаси десак, $m(\vartheta)$ унинг ҳаракатдаги массаси дейилади.

(3) формуладан кўринадики, ҳаракатланаётган жисм массаси тезликка боғлиқ бўлиб, тинч турган системада массаси нолдан фарқли бўлган ҳар қандай жисмнинг тезлиги ёруғлик тезлигига тенг ёки ундан катта бўлмайди.

Нисбийлик механикасининг муҳим натижаларидан бири масса билан энергия орасидаги боғланиш бўлиб, бу муносабатни аниқлайлик. Бунинг учун $m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$ формуладан фойдаланамиз. Юқоридаги формулани квадратга кўтариб, қуйидагига эга бўламиз:

$$m^2c^2 = m_0c^2 + m^2\vartheta^2$$

$p = m\vartheta$ эканлигидан тенгламани

$$m^2c^2 = m_0c^2 + P^2$$

кўринишда ёзамиз. Буни дифференциаллаб,

$$c^2mdm = PdP$$

ни ҳосил қиламиз. Бунга $m = \frac{P}{\vartheta}$ қийматини қўйиб,

$$c^2dm = \vartheta dP \qquad (1)$$

тенгламани олиш мумкин.

Бизга маълумки, бажарилган иш

$$dA = \vartheta dP \qquad (2)$$

га тенг.

(1) ва (2)ни таққослаб, бажарилган ишни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$dA = c^2dm$$

ёки

$$A = \int_{m_1}^{m_2} c^2dm = c^2m_1 - c^2m_2$$

Иккинчи томондан бажарилган иш энергиялар айирмасига тенг:

$$A = E_1 - E_2$$

Юқоридагиларни ўзаро таққослаб, $E_1 = m_1c^2$, $E_2 = m_2c^2$ ёки умуман

$$E = mc^2 \tag{3}$$

га тенг бўлади. Бунда m – релятив масса бўлиб, (3) энергия ифодаси

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{4}$$

кўринишга эга бўлади (4) – релятив ёки тўлик энергия дейилади. $\vartheta = 0$ бўлганда (4) дан

$$E = m_0 c^2 \tag{5}$$

хосил бўлиб, (5)ни тинч холатдаги энергия дейилади. Бу энергия жисм харакатига боғлик бўлмаганлигидан у фақат жисм ички энергиясигагина боглиқ бўлади холос. (3) ифода энергия билан масса орасидаги боғланишни ифодалайди, яъни жисм массаси ва энергияси ўзаро пропорционал эканлигини кўрсатади. (3)дан кўринадики, система тўлиқ энергияси системани релятив массасини ёруғликнинг вакуумдаги тезлик квадрати кўпайтмасига тенг.

Масса ва энергия материянинг турли хил хусусиятларидир. Масса материяни инерцион ва гравитацион хоссаларида намоён бўлади. Энергия иш бажариш кобилиятини тавсифлайди. (3) ифода бу икки катталик орасидаги боғланиш мавжудлигини ва бири ўзгариши билан иккинчиси хам албатта ўзгаришини кўрсатади. Бошкача айтганда, системага ΔE энергия берилса, (3) формулага асосан $\Delta m = \frac{\Delta E}{c^2}$ га система массаси ортади. Системадан ΔE энергия ташқарига, масалан, нурланиш билан чиқарилса массаси Δm га камаяди. Амалда массани энергияга боғлиқ ўзгаришини сезиш қийин. Масалан, системанинг энергиясини 1 Жоулга орттириш учун массаси $1{,}1 \cdot 10^{-11}$ граммга ортиши керак.

Агар E_0 тинч холатдаги энергия, E релятив (тўлик) энергия деб хисобласак,

$$E_k = E - E_0 \tag{6}$$

харакатдаги, яъни кинетик энергия дейилади. (4), (5)ни (6)га қўйиб, релятив механикадаги кинетик энергия ифодасини хосил қиламиз:

$$E_k = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - m_0 c^2 = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \qquad (7)$$

Релятив кинетик энергия ифодасидан кичик тезликларда одатдаги кинетик энергияни ҳосил қилиш мумкин. Ҳақиқатан ҳам

$$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \left(1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} = 1 + \frac{1}{2}\frac{\vartheta^2}{c^2} + \ \ldots$$

деб, $\vartheta << c$ бўлганда (7) ифодадан

$$E_k = m_0 c^2 \left(1 + \frac{1}{2}\frac{\vartheta^2}{c^2} + \ \ldots - 1\right) \cong \frac{1}{2} m\vartheta^2$$

ҳосил қилинади.

(4) формуладан, яна бир муҳим натижа оламиз. (4)ни квадратга кўтариб

$$E^2 - E\frac{\vartheta^2}{c^2} = m_0^2 c^4$$

ни ҳосил қиламиз. Бунга $p = m\vartheta$, $E = mc^2$ ни қўйиб

$$E^2 - p^2 c^2 = m_0^2 c^4$$

кўринишда ёза оламиз ёки

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4}$$

бўлади. Бу энергия билан импульс орасидаги боғланишни ифодалайди. Энергия билан масса орасидаги боғланишдан энергия билан импульс орасидаги боғланиш келиб чиқар экан.

Жисм нурланишида ҳам массаси камаяди. Масалан, ҳисоблашлар кўрсатадики, қуёш бир секундда Ернинг ҳар бир квадрат метрига 1370 Ж энергия, Олам фазосига эса ҳар секунд ичида $3{,}8 \cdot 10^{26}$ Ж га тенг энергия сочади. (4) формулага асосан бу энергияга мос масса камайиши 4 000 000 тоннага тенг бўлиб, қуёш ҳар секунд ичида Олам фазосига тарқатаётган нурланиш ҳисобига 4 миллион тонна массасини йўқотар экан.

Илм-фан ривожланиши билан XVIII асрга келиб массанинг сақланиш қонуни, XIX асрга келиб энергиянинг сақланиш қонуни қатъий исботланган бўлса, XX асрга келиб улар орасидаги боғланиш мавжудлигини тасдиқловчи қонуният кашф этилди.

Резерфорд нисбийлик назариясидан келиб чиқувчи (4) ифодани, яъни масса сақланиш қонуни билан энергия сақланиш қонунларининг бирлаштирилиши XX асрнинг энг буюк кашфиёти деган эди.

Юқорида қайд этилганидек, нисбийлик назарияси классик физикага оид тасаввурларни тубдан ўзгартирди. Ҳақиқатан ҳам нисбийлик назариясидан келиб чикувчи фазо, вақт, масса, импульс, энергия каби тушунчаларни нисбийлиги кейинчалик тажрибаларда тасдиқланди. (4) формулага асосан масса нисбий экан, энергия тушунчаси ҳам нисбий маънога эга бўлиши керак. Шу маънода (4) формулага (2) нисбий масса ифодасини қўйиб,

$$E = mc^2 = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{5}$$

га эга бўламиз. Бу ерда E – системага тегишли тўла энергия ёки қисқача нисбий энергия дейилади.

Классик физикада жисмни тўла энергияси деб унинг кинетик ва потенциал энергиялар йиғиндисини тушунамиз. Лекин нисбийлик назариясида жисмни тўла энергияси деб унинг тинч ҳолатда ва ҳаракатдаги энергияларининг йиғиндисига айтилади. Агар жисм тинч ҳолатда бўлса ($\vartheta = 0$), (5) формула

$$E = E_0 = mc^2 \tag{6}$$

га тенг бўлиб, одатда уни жисмнинг тинч ҳолатдаги энергияси дейилади. Жисмнинг тинч ҳолатдаги энергияси унинг ички энергиясини ифодалагани учун уни жисмнинг хусусий энергияси ҳам дейилади.

Агар (5) ни тўла энергия, (6) ни тинч ҳолатдаги эиергия деб ҳисобласак, таърифга кўра

$$E_k = E - E_0 \tag{7}$$

жисмнинг ҳаракатдаги, яъни кинетик энергияси дейилади. (5) ва (6) лардан фойдаланиб, кинетик энергиянинг нисбий ифодасини топамиз:

$$E_k = \frac{moc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - m_0c^2 = m_0c^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right) \qquad (8)$$

Хусусий ҳол сифатида, кичик тезликларда ($c >> \vartheta$)

$$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = (1-\frac{\vartheta^2}{c^2})^{-\frac{1}{2}} \approx 1 + \frac{1}{2}\frac{\vartheta^2}{c^2} + ...$$

тақрибий формуладан фойдаланиб, (8) ифодани

$$E_k = m_0c^2(1 + \frac{1}{2}\frac{\vartheta^2}{c^2} + ... - 1) = \frac{1}{2}m_0\vartheta^2$$

кўринишга келтириш мумкин. Бу классик физикадаги кинетик энергия ифодасини ўзидир.

Испульснинг нисбийлиги ҳам нисбийлик назариясидан келиб чиқади. Классик физикадаги

$$\vec{p} = m\vec{\vartheta} \qquad (9)$$

импульс ифодаси кичик тезликларда ўринли бўлиб, катта тезликларда массанинг нисбийлигига асосан нисбий маънога эга бўлиши, яъни импульс тушунчаси ҳам нисбий бўлиши керак. Ҳақиқатан ҳам (9) формулага нисбий масса ифодасини қўйиб, нисбий импульс учун куйидаги тенгламани ҳосил қилиш мумкин:

$$\vec{p} = m\vec{\vartheta} = \frac{m_0\vec{\vartheta}}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad (10)$$

Одатда (10) ифода нисбий импульс дейилади. Бу ерда ҳам кичик тезликларда ($c >> \vartheta$ шартда) классик физикадаги импульс ифодаси келиб чиқади.

Энди жисмлар ҳаракатини тавсифловчи Ньютоннинг иккинчи қонунини нисбий ифодасини аниқлайлик.

Маълумки, Ньютонни иккинчи қонуни жисмга таъсир этувчи куч жисм импульсининг вақт бўйича ҳосиласига тенг деб таърифланади:

$$\vec{F} = \frac{d\vec{P}}{dt} \qquad (11)$$

Агар импульс нисбий эканлигини ҳисобга олсак, (10) ни (11) га қўйиб,

$$\vec{F} = \frac{d}{dt}\left(\frac{m_0\vec{\vartheta}}{\sqrt{1-\beta^2}}\right) \qquad (12)$$

тенгликни ҳосил қиламиз. (12) ифода Ньютон иккинчи қонунининг нисбий ифодаси ёки нисбий динамиканинг асосий тенгламаси дейилади. Бу ерда F - бир инерциал системадан иккинчисига ўтишда маълум қонуниятлар асосида ўзгарувчи, жисмга таъсир этувчи кучларнинг тенг таъсир этувчиси бўлган катталик. (12) кўринишдаги тенглама Лоренц алмаштиришларига нисбатан инвариант ҳисобланади.

Шуни таъкидлаш керакки, импульс ва энергиянинг сақланиш қонунлари нисбий ҳаракатларда, яъни нисбий механикада ҳам ўринлидир.

Жисмнинг кк′ саноқ системасидаги импульс ва энергияси Лоренц алмаштиришларига асосан куйидаги боғланишларга эга:

$$P_x = \frac{P'_x + E'\dfrac{\vartheta'}{c^2}}{\sqrt{1-\beta^2}}; \quad P_y = P'_y,\ P_z = P'_z; \quad E = \frac{E' + P'_x\vartheta}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad (13)$$

(13) ифодаларни импульс ва энергия учун Лоренц алмаштиришлари дейилади.

Асосий формулалар

Ньютоннинг иккинчи қонуни	$\vec{F} = m\vec{a}$
Ньютоннинг учинчи қонуни	$f_{12} = -f_{21}$
Импульс	$\vec{P} = m\vec{\vartheta}$
Механик ҳаракатнинг асосий тенгламаси	$\vec{F} = \frac{d\vec{P}}{dt}$
Импульсининг сақланиш қонуни	$\vec{P} = m\vec{\vartheta} = const$

Релятив (нисбий) масса

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

Нисбийлик назариясида Ньютоннинг иккинчи қоиуни

$$\vec{F} = \frac{d}{dt}\left(\frac{m_0\vec{\vartheta}}{\sqrt{1-\beta^2}}\right)$$

Релятив (нисбий) импульс

$$\vec{P} = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}\cdot\vec{\vartheta}$$

Релятив ёки тўла энергия

$$E = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad \beta = \frac{\vartheta}{c}$$

Тинч ҳолатдаги энергия $E_0=m_0c^2$

Релятив кинетик энергия

$$E_k = m_0c^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right)$$

I.3. ЭНЕРГИЯ

I.3.1. Табиат симметрияси ва сақланиш қонунлари
I.3.2. Энергия. Иш
I.3.3. Кинетик ва потенциал энергия
I.3.4. Классик механикада энергиянинг сақланиш қонуни
I.3.5. Классик механиканинг қўлланилиш чегараси

“Мўъжизага дуч келганингда уни рад этмоққа ошиқма. Уни изоҳлаб берувчи табиатнинг ўз қонунлари бўлиши мумкин.”

Абу Али Ибн Сино

I.3.1. Табиат симметрияси ва сақланиш қоиунлари

Физикада жуда кўп қонуниятлар мавжудки, улар ўзининг кенг қўлланилишлиги, умумий маънога эга бўлиши ва туб моҳияти билан ажралиб туради. Булар ичида айникса сақланиш қонунлари деб аталувчи энергиянинг сақланиш қонуни, импульснинг сақланиш қонуни, импульс моментининг сақланиш қонунлари физиканинг ҳамма соҳаларида кенг қўлланилиши билан табиатнинг энг умумий қонунлари ҳисобланади. Бунга сабаб бу қонунлар моҳияти жиҳатидан табиатни энг умумий хоссаларидан келиб чиқишлигидир.

Табиатнинг энг умумий хоссаларидан бири унинг симметриклиги, яъни фазо ва вақтни симметриклик хоссаларидир. Бошқача айтганда, физика қонунларининг кўриниши муайян алмаштиришларга нисбатан инвариантлиги, ўзгармаслиги фазо ва вақт симметриклик хоссасининг натижасидир.

Табиатни бундай хусусияти физика қонунларидагина акс этмай, оддий шароитдаги жисмларда ҳам кузатилади. Масалан, одам, самолёт, ҳатто кристалларнинг тузилиши ҳам симметрияга бўйсунади.

Табиат симметрияси ва сақланиш қонунлари орасидаги боғланишни аниқловчи физиканинг муҳим хулосаси Нетер теоремасида ифодаланган. 1918 йил немис олими Э. Нетер ўзини номи билан аталувчи теоремани кўрсатиб берди. Нетер теоремасига кўра, физик системалар учун ҳаракат тенгламаси ҳисобланган дифференциал тенгламаларни вариацион тамойил ёрдамида олиш мумкин. Бунда таъсир вариацияси нолга тенг бўлиш шартидан системанинг ҳаракат тенгламалари келиб чиқади (энг кичик таъсир тамойили). Таъсир ўзгармайдиган ҳар бир алмаштиришга сақланишни маълум дифференциал қонунияти мос келади. Бундай қонуниятни ифодаловчи тенгламани интеграллаш билан сақланиш қонунлари ҳосил қилинади.

Демак, Нетер теоремасига асосан вақт бўйича силжишга нисбатаи инвариантликдан энергияни сақланиш қонунини, фазовий силжишга нисбатан инвариантликдан импульсни сақланиш қонунини, фазовий айланишга нисбатан инвариантликдан импульс моментини сақланиш қонунини олиш мумкин.

Энди табиатни энг умумий хоссаси бўлган фазо ҳамда вақтнинг симметриклиги ҳамда ундан келиб чиқадиган натижалар билан танишайлик.

Юқорида қайд этилганидек фазо ва вақтнинг бир жинслилиги ва фазонинг изотроплиги уларнинг муҳим хусусиятларидир.

Фазони ихтиёрий нуқтасини бир ҳил хусусиятга эга бўлиши, биринчидан, фазони ҳар бир нуқтасини иккинчисидан фарқи йўқлигини, яъни бир жинслигини, иккинчидан фазонинг турли йўналишдаги ҳар бир нуқтасини бир хил бўлиши, яъни изотроплигини билдиради.

Вақтни ихтиёрий дақиқалари бир-бирига эквивалент – тенг кучли бўлиши унинг бир жинслилигини кўрсатади.

Физик системалар учун фазо ва вақтнинг бир жинслилиги ҳамда фазонинг изотроплигидан келиб чиқадиган натижалар сақланиш қонунлари дейилади.

Фазонинг бир жинслилиги ва изотроплигидан импульс ва импульс моментининг сақланиш қонуни, вақтнинг бир жинслилигидан энергиянинг сақланиш қонунлари келиб чиқади.

Сакланиш қонунлари фақат яккаланган системалар учун ўринли бўлиб, уларга қисқача тўхталиб ўтайлик.

1. Фазонинг бир жинслилигидан системани бирор масофага параллел кўчиришда унинг хоссалари ўзгармаслиги керак. Бошқача айтганда, саноқ бошини фазони бирор нуқтасига кўчирилганда ҳодиса фазони бу нуқтасида ҳам ўзгаришсиз рўй беради, яъни Тошкентда ўтказилган тажриба натижаси Калифорния Университетида (АҚШ) ҳам ўзгармайди. Демак, фазонинг бир жинслилигидан яккаланган системанинг физик хоссалари ва ҳаракат қонунлари системани фазода параллел кўчишига боғлиқ бўлмайди. Бундай кўчишда бажарилган иш вариацияси нолга тенг, яъни яккаланган системадаги барча кучларни бажарган ишларининг вариацияси нолга тенг бўлади:

$$dA = \sum F \cdot dr = 0$$

Бу ерда $dr \neq 0$ эканлигидан, $\sum F = 0$ келиб чиқади. Бундан эса классик механиканинг асосий тенгламасига кўра

$$F = \frac{dP}{dt} = 0$$

ёки

$$P = const \qquad (1)$$

эканлигини топамиз. (1) яккаланган системаларда импульс ўзгармаслигини, яъни импульснинг сақланиш қонунини ифодалайди.

2. Фазонинг изотроплигидан яккаланган системанинг хоссалари уни ихтиёрий ўқ атрофида бирор бурчакка бурилишида ўзгармаслиги керак, яъни ҳодисанинг бориши координат ўқларни бурилишида (тажриба ўтказилаётган системани буриш билан) ўзгармаслиги фазонинг изотроплиги натижасидир. Масалан, оқ-қора телевизор кўрсатиши уни қандай туришига боғлиқ эмас. Оғирлик майдонидаги шайнли тарозини горизонтал текисликда турли йўналишлар бўйича бир хил кўрсатиши ва ҳоказолар. Демак, фазонинг изотроплигига асосан яккаланган системанинг ҳаракат қонунлари ва физик хоссалари ўзгармаслиги керак. Қўзғалмас нуқтага нисбатан системани бурилишида бажарилган иш вариацияси нолга тенг, яъни яккаланган системанинг қўзғалмас нуқтага нисбатан $d\varphi$ бурчакка бурилишида унга таъсир этувчи кучларнинг бажарган иши нолга тенг бўлади:

$$dA = M \cdot d\varphi$$

бунда ҳам $d\varphi \neq 0$. Бундан эса $M = 0$ эканлиги келиб чиқади. Буни ҳисобга олиб айланма ҳаракатнинг асосий динамик тенгламасидан,

$$M = \frac{dL}{dt} = 0$$

ёки

$$L = const \qquad (2)$$

эканлигини топамиз. (2) яккаланган системаларда импульс моментининг ўзгармаслигини, яъни импульс моментининг сақланиш қонунини ифодалайди.

Маълумки, сақланиш қонунлари фақат яккаланган системалардагина ўринли бўлиб, истисно шаклида импульс моментининг сақланиш қонуни марказий кучлар майдонида ҳам бажарилади. Марказий кучлар майдонида бу қонуннинг ўринли бўлишига сабаб бу майдонда потенциал энергия масофагагина боғлиқ бўлиб, йўналишга боғлиқ эмаслигидир, яъни марказий кучлар майдонининг изотроплигидир.

3. Вақтнинг бир жинслилигига асосан система хоссалари унинг ихтиёрий дақиқаларида ўзгармаслиги керак, яъни вақтга боғлиқ бўлмаслиги керак. Бошқача айтганда, ҳодисани бориши у қачон бошланганлигига боғлиқ бўлмай вақтни ихтиёрий дақиқаларида бир хилда юз беради. Ўтмишда, ҳозирда ва келажакда табиат ҳодисаларининг бир хил юз бериши Эйнштейн давридаги ва ҳозирда ўтказилган айнан бир хил тажрибалар бир хил натижа беришини кўрсатади.

Яккаланган системаларда вақтнинг бир жинслилигига асосан потенциал энергия вақтга боғлиқ бўлмайди. Бундай яккаланган системаларда потенциал кучларнинг бажарган элементар иши

$$dA = \frac{dE}{dt}dt$$

системанинг dt вақт ичидаги энергиясининг ўзгариши билан аниқланади. Потенциал кучларни бажарган ишларининг вариацияси нолга тенглигидан

$$\frac{dE}{dt}dt = 0.$$

Бу ерда $dt \neq 0$ эканлигини ҳисобга олсак

$$\frac{dE}{dt} = 0.$$

Бундан

$$E = const \tag{3}$$

га тенглигини топамиз. (3) яккаланган системаларда энергиянинг ўзгармаслигини, яъни энергиянинг сақланиш қонунини ифодалайди.

I.3.2. Энергия. Иш

Табиат материя кўринишида, яъни модда ва майдон кўринишида мавжуд бўлиб, доимо ҳаракатда ва ўзгаришдадир.

Материянинг ажралмас хоссаси бўлган ҳаракат турли хил кўринишларга эга. Материя ҳаракатининг бир тури бошқа турдаги ҳаракатга айланишида бу ўзгаришни микдорий ўлчовини аниқлаш муҳимдир. Ҳаракатни бошқа турдаги ҳаракатларга ўтиши материянинг (модда ёки майдоннинг) ўзаро таъсирлашуви орқали содир бўлади. Шуниг учун материянинг харакат ва ўзаро таъсирларининг микдорий ўлчови сифатида энергия тушунчаси олинади. Демак, энергия ҳамма турдаги материянинг ўзаро таъсир ва ҳаракат ўлчовидир.

Энергия ҳаётда ва фанда кенг қўлланиладиган, табиатан умумий (универсал) тушунча. Энергия юнонча *energeio* - таъсир, иш, фаолият деган маънони билдиради.

Материя ўз ҳаракати жараёнида энергия ажратиб чиқаради. Ажралиб чиққан энергия ҳам материя, фақат иккиламчи материя"- деган эди Эйнштейн Фридманга ёзган хатида.

Ҳаракатни ҳар бир турига маълум шаклдаги энергия мос келади, яъни ҳар бир ҳаракат тури маълум шаклдаги энергия билан тавсифланади. Масалан, механик ҳаракатлар, иссиқлик ҳаракатлари, электромагнит ҳодисалар, ядро ҳодисалари ўзига мос энергия турлари билан тавсифланади ҳамда улар доимо бир-бирига айланиб туради.

Шундай килиб, энергия ўзаро таъсирлашувчи ва ҳаракатдаги моддий борлиқ - материя ҳолатининг бир қийматли ўлчови ҳисобланади. Шундай экан, энергия система ҳолатини аниқловчи физик катталиклар - ҳолат параметрларининг бир қийматли функциясидир:

$$E = E(\vec{r}, \vec{\vartheta}, P, V, T, E, B...) \tag{1}$$

Ҳаракатларнинг энг оддий тури механик ҳаракат бўлиб, унга мос энергия механик энергия дейилади ва у механик (динамик) ҳолат параметрларининг функцияси кўринишида ифодаланади:

$$E = E(\vec{r}, \vec{\vartheta}) \tag{2}$$

Бунда механик энергия жисмнинг ҳаракати (тезлиги)га ва фазодаги ҳолати (координата)га боғлиқ бўлиб,

$$E = E(\vartheta) + E(r) \tag{3}$$

жисмнинг ҳаракатдаги энергияси $E(\upsilon)$ кинетик энергия, ҳолатига боғлиқ бўлган $E(r)$ энергияни потенциал энергия дейилади.

Ҳаракат материянинг ажралмас хоссаси бўлгани учун материя ҳаракатсиз бўлиши мумкин эмас. Демак, ҳар қандай материя ҳаракатга, энергияга эга. Энергия эса изсиз йўқолмайди.

Ўзаро таъсирлашув жараёнида ҳаракат турлари ўзгарар экан, бу ўзгариш ўзаро таъсирлашувдан олдинги ва кейинги ҳолат энергиялар фарқи билан белгиланади. Одатда бу ўзгаришни миқдорий ифодоловчи энергиялардаги фарқ иш деб аталувчи катталик билан аниқланади:

$$A = E_1 - E_2 \qquad (4)$$

Бу ерда E_1, E_2- дастлабки ва кейинги ҳолат энергиялари, А-иш.

(4) формулага асосан жисм E_1 энергияли ҳолатдан, E_2 энергияли ҳолатга А иш бажариб ўтсин. E_2 ҳолатдаги энергия, $E_2=0$ деб шартлашайлик. Бунда $A= E_1$ бўлиб, энергия тўлалигича иш бажаришга сарфланади. Демак, энергия жисмларнинг иш бажариш қобилияти бўлиб, бажарилмаган, лекин бажарилиши мумкин бўлган иш заҳирасига айтилади. Энергияга бундай қараш механикадагина тўғри бўлса-да, ҳаракатни бошқа шаклларини ўрганишда энергияга кенгроқ маъно берилади (термодинамиканинг 1-қонуни).

Иш механика нуқтаи назаридан ҳолатни ҳаракатни ўзгартирувчи сабаб - кучни бирор масофадаги таъсири билан баҳоланади.

Жисмлар куч таъсирида бирор масофани босиб ўтади. Бунда f куч таъсирида жисмнинг кўчишида бажарилган механик иш кучни кўчиш масофасига кўпайтмаси билан аниқланади. Яъни, жисмнинг тўғри чизиқли ҳаракатидаги ўзгармас кучни бажарган иши куч билан йўл кўпайтмасига тенг бўлади. Бажарилган элементар ишни dA деб белгиласак, таърифга асосан

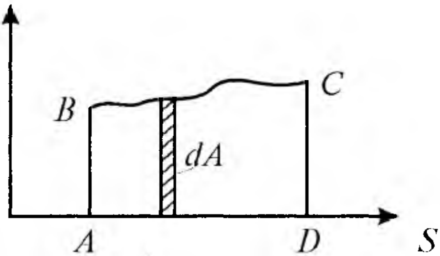
$$dA = F \cdot ds \qquad (5)$$

бўлади. Агар куч жисм ҳаракат йўналиши билан α бурчак ҳосил қилса, иш

$$dA = F \cdot ds \cos\alpha \qquad (6)$$

формула билан аниқланади (1.3.2-1-расм.).

Формуладан кўринадики, $\cos\alpha > 0$ бўлса, иш мусбат, $\cos\alpha < 0$ бўлса, манфий. Агар $\cos\alpha = 0$ бўлса, яъни $\alpha = 90^0$ да бажарилган иш нолга тенг бўлади. Бундан кўринадики, механикадаги иш оддий иш тушунчасидан фарқ қилар экан: Чунки одам бирор юкни кўтариб турар экан (мускулларининг зўрикиши ҳисобига) иш бажаради. Лекин бу ерда механик иш нолга тенг.

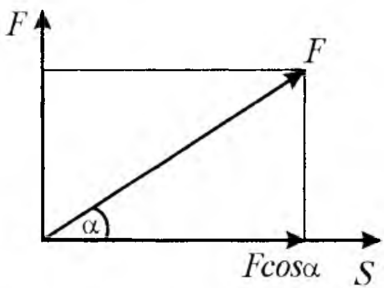


1.3.2-2 -расм.

Умуман моддий нуқтанинг эгри чизиқли ҳаракатида бажарган ишни аниқлаш учун йўлни чексиз кичик элементларга ажратиб, уларнинг ҳар бирида F куч ўзгармас деб, бажаргаи ишлар йиғиндисини олиш керак. Бундай йиғинди, аниқроғи интеграл $A = \int F ds$ билан белгиланади ва бу интеграл кучнинг эгри чизиқ бўйича бажарган иши дейилади.

Бажарилган иш фақат сон қиймати билан аниқланувчи скаляр катталикдир. Вектор хоссаларига асосан иккита векторларнинг скаляр кўпайтмаси деб, модулларнинг улар орасидаги бурчак косинусига кўпайтмасининг сон қийматига айтилади. (5) формуладан куч ва кўчиш вектор катталиклар десак, ҳақиқатан ҳам иш скаляр катталик эканлиги келиб чиқади.

Бажарилган ишни чизмада кучни ордината ўқига, йўлни абсцисса ўқига жойлаштириб, $ABCD$ тўғри тўртбурчак шаклида ифодалаш мумкин (I.3.2-2- расм). Бунда бажарилгаи иш тўртбурчак юзига тенг бўлади.



1.3.2-1- расм.

Амалда бир хил ишни турли жисмлар турлича вақтда бажаради. Ишни булардан қайси бири қисқа вақт ичида бажарса ёки маълум вақтда қайси бири кўпроқ иш бажарса қувватлироқ дейилади. Демак, вақт бирлигида бажарилган иш билан ўлчанадиган катталик қувват дейилади. Қувватни W ҳарфи билан белгилаб таърифга асосан қуйидагича ёзиш мумкин:

$$W = \frac{dA}{dt} \tag{7}$$

Бу ифодага иш формуласини келтириб қўйиб, куч ўзгармас бўлган ҳол учун

$$W = F\vartheta \tag{8}$$

ни ҳосил қиламиз. Қувват формуласидан фойдаланиб бажарилган иш билан импульс орасидаги боғланишни аниқлаймиз:

$$dA = Wdt = Fdt\vartheta = \vartheta dP \tag{9}$$

Юқоридагилардан кучнинг вақтга кўпайтмаси импульсга, кучнинг масофага кўпайтмаси ишга, кучнинг тезликка кўпайтмаси қувватга тенг эканлигини кўриш мумкин.

I.3.3. Кинетик ва потенциал энергия

Дастлаб, кинетик энергия билан танишайлик. Маълумки, кинетик энергия деб, жисмнинг ҳаракатдаги энергиясига айтилади. Демак, жисм фақат тезликка эга бўлгандагина кинетик энергияга эга бўлади. Айтайлик, жисм ϑ тезлик билан ҳаракатланаётган бўлсин. Унинг кинетик энергияси ҳаракатланаётган жисм тўхтагунча бажарган ишларининг йиғиндисидан иборат бўлади. Жисм тўхтагунча ds масофани босиб ўтса, унинг бажарган иши

$$dA = -ma \cdot ds = -m\frac{d\vartheta}{dt}ds = -m\vartheta \cdot d\vartheta$$

бўлади. Бунда минус ишора ҳаракат секинлаши туфайли тезланиш манфий эканлигини кўрсатади. Бажарилган ишни топиш учун охирги тенгликни ϑ дан нолгача интеграллаймиз. Бу иш кинетик энергияга тенг:

$$E_к = A = -\int_{\vartheta}^{0} m\vartheta \cdot d\vartheta = -m\int_{\vartheta}^{0} \vartheta \cdot d\vartheta = \frac{m\vartheta^2}{2}$$

Жисмнинг кинетик энергияси унинг массаси билан тезлик квадратининг кўпайтмаси ярмига тенг экан. Кинетик энергия ифодасини

$$E_к = \frac{m\vartheta^2}{2} \cdot \frac{m}{m} = \frac{P^2}{2m}$$

кўринишида ҳам ёзиш мумкин.

Системанинг кинетик энергияси системани ҳосил қилган моддий нуқталар кинетик энергиялари йиғиндисига тенг.

Потенциал энергия жисмнинг ҳолат энергиясидир, яъни жисмнинг фазода тезлигиии ўзгартирмасдан бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтишда бажарган ишига тенг бўлган яширин шаклдаги энергиясидир. Одатда физикада потенциал энергия деганда ўзаро таъсир энергияси тушунилади. Ер билан m массали жисмнинг ўзаро таъсир энергияси

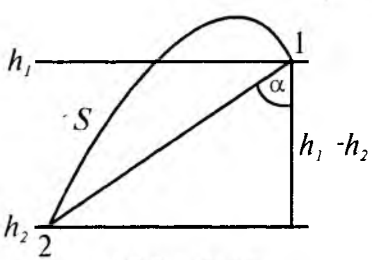
$$E_p = mgh$$

га, яъни жисм h баландликдан тушишда p оғирлик кучини бажарган ишига тенгдир.

Агар жисмни Ердан етарли узоқлаштирилса, улар орасидаги ўзаро таъсир потенциал энергияси нолга тенг бўлади.

Деформацияланган жисм потенциал энергияси $E_p = \frac{kx^2}{2}$ га, яъни эластиклик кучининг бажарган ишига тенг.

Гравитацион майдон потенциал энергияси $E_p = -\gamma \frac{Mm}{r}$, яъни m массали жисмни чексизликдан майдонни маълум нуқтасига келтиришда бажарилган ишдир. Биз бу мисолларда потенциал энергия бажарилган ишга тенг деб олдик. Бу фақат бажарилган иш йўлга боғлиқ бўлмаган ҳоллардагина мумкиндир. Бунга ишонч ҳосил қилиш учун оғирлик кучининг баландликдан ихтиёрий эгри чизиқ билан тушишдаги бажарган иши йўл шаклига боғлиқ бўлмаслигида кўриш мумкин (I.3.3-1-



1.3.3-1- расм.

расм). Оғирлик кучининг h баландликдан тушишда бажарган иши

$$A = Fds = p\cdot(h_1 - h_2) = mg\cdot(h_1 - h_2)$$

га тенг. Оғирлик кучининг 1 – 2 ўтишда бажарган иши:

$$A = F\cdot ds\cos\alpha = mg\cdot ds\cos\alpha$$

Расмдаи,

$$\cos\alpha = \frac{h_1 - h_2}{ds}$$

буни юқоридаги формулага қўйиб,

$$A = mg\cdot(h_1 - h_2)$$

ни ҳосил қиламиз.

Ихтиёрий эгри чизиқ бўйлаб ҳаракатланганда ҳам бажарилган иш $h_1 - h_2$ айирма билан аниқланиб, йўл шаклига боғлиқ бўлмайди. Бажарилган иш йўлга боғлиқ бўлмагандагина потенциал энергия ишга тенг бўлиб, шундай потенциал энергияга эга бўлган майдон потенциал майдон дейилади. Бундай майдонни ҳосил қилган кучларни консерватик кучлар дейилади. Акс ҳолда иш йўлга боғлиқ бўлган ҳолларда ишни бажарувчи кучлар ноконсерватик кучлар дейилади.

I.3.4. Классик механикада энергиянинг сақланиш қонуни

Умуман ҳар қандай жисм ҳам кинетик, ҳам потенциал энергияга эгадир. Системани кинетик ва потенциал энергиялар йиғиндиси унинг тўла механик энергияси дейилади. Қуйидаги

$$E = \frac{m\vartheta^2}{2} + mgh$$

ифодада (Ер ва жисмдан иборат системага тадбиқ этсак, бунда Ер ва жисмдан иборат системани тўла механик энергияси бўлади) биринчи хад m массали жисмнинг кинетик энергияси, иккинчиси потенциал энергиядир.

Юқорига отилган жисм ϑ тезликка эга бўлса, унинг кинетик энергияси $\frac{m\vartheta^2}{2}$ га тенг бўлади. Бу нуқтада (h=0) унинг потенциал энергияси $mgh=0$ бўлади. Бирор жисм h баландликка чиққач унинг тезлиги нол бўлиб тўхтайди ва пастга туша бошлайди. Бу нуқтада тезлик нол экан кинетик энергия $\frac{m\vartheta^2}{2}=0$.

Потенциал энергия mgh га ўзининг энг катта қийматига эришади. Тушиш охирида тезлик ортиб, $\vartheta=\sqrt{2gh}$ га тенг бўлади. Бунда унинг потенциал энергияси $mgh=mg\frac{\vartheta^2}{2g}=\frac{m\vartheta^2}{2}$ кинетик энергияга айланади. Тушиш охирида ($h=0$) потенциал энергия нол, кинетик энергия ўзининг энг катта қийматига эришади. Бундан кўринадики, жисмнинг кинетик энергияси ортса, потенциал энергияси камаяди ва аксинча потенциал энергия ортса, кинетик энергия камаяди. Системанинг тўла механик энергияси ўзгармайди:

$$E=\frac{m\vartheta^2}{2}+mgh=const$$

Бу механик энергиянинг сақланиш қонунини математик ифодасидир. Бу қонунга кўра яккаланган системаларда энергия ўзгармасдан сақланади. Энергиянинг сақланиш қонунига асосан яккаланган системалардаги турғун мувозанатли ҳолат потенциал энергиянинг минимумига мос келган ҳолат сифатида тушунтирилади. Агар бошланғич ҳолатда (оғирлик кучи таъсирида ер сатхида турган жисм) потенциал энергия минимум бўлса, ҳаракат (кинетик энергия) ўз-ўзидан бўлмайди. Ҳаракатни фақат ташқи куч ҳосил қилиши мумкин. Шунинг учун ҳам потенциал энергияси минимум бўлган Ер сатҳидаги жисм ҳолати мувозанатли турғун ҳолат дейилади.

Яккаланган системаларда ишқаланиш кучлари ҳам бўлса, механик энергиянинг сақланиш қонуни умумийроқ маънодаги қонуниятга айланади. Чунки ишқаланиш кучлари таъсирида механик энергия бошқа турдаги, масалан, иссиқлик энергияга айланади. Бундай ҳолларда механик энергиянинг сақланиш қонуни бажарилмайди. Лекин умуман энергиянинг сақланиш қонуни ўринлидир, яъни энергиянинг сақланиш қонуни табиатни энг умумий фуидаментал қонунларидан биридир. Энергиянинг ўзгармасдан сақланишига сабаб вақтнинг бир жинслигидан, яъни вақтни майдонга боғлиқ бўлмаслигидандир.

Потенциал майдоннинг ихтиёрий нуқтасида жойлашган жисмнинг потенциал энергияси E га тенг бўлсин. Жисмга таъсир этувчи кучни F билан белгилайлик. Жисмни ds масофага кўчиришда бажарган иши потенциал майдон энергияси ҳисобига рўй беради, яъни

$$dA = -dE_p \text{ ёки } Fds = -dE_p$$

бундан

$$F = -\frac{\partial E_p}{\partial s}$$

деб ёза оламиз. Куч вектор катталик эканлигидан уни ташкил этувчилар орқали ифодалаб,

$$f_x = -\frac{\partial E_x}{\partial x}, \quad f_y = -\frac{\partial E_y}{\partial y}, \quad f_z = -\frac{\partial E_z}{\partial z}$$

ва бу ифодалардан фойдаланиб куч формуласини

$$F = -\left(\frac{\partial E_p}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial E_p}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial E_p}{\partial z}\vec{k}\right)$$

кўринишида қайта ёзиш мумкин. Агар $gradE_p$, яъни

$$gradE_p = \frac{\partial E_p}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial E_p}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial E_p}{\partial z}\vec{k}$$

белгилашдан фойлалансак юқоридаги ифода

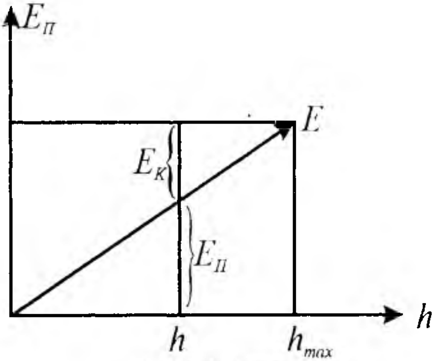
$$F = -gradE_p \tag{1}$$

кўринишга келади.

Бир ўлчамли масалаларда потенциал энергияни фақат бир ўзгарувчига боғлиқ бўлган функция сифатида қараш мумкин:

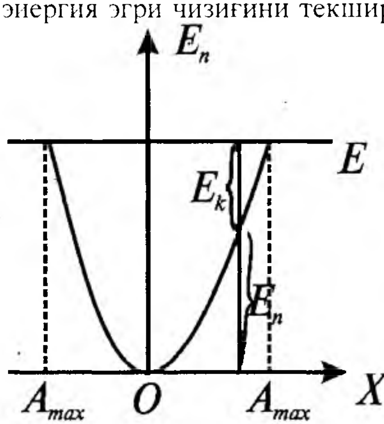
$$E_p = E_p(x)$$

Потенциал энергия билан берилган аргумент орасидаги боғланиш чизмаси потенциал эгри чизиқ дейилади. Дастлаб, бир жинсли оғирлик майдонидаги потенциал энергия эгри чизиғини текширайлик. Ердан h баландликка кўтарилган m массали жисм потенциал энергияси mgh га тенг. E, h координата системасида потенциал энергия чизмаси координат бошидан ўтувчи тўғри чизиқдан иборат (1.3.4-1-расм). Расмдан кўринадики, $h=h_{max}$ қийматида потенциал энергия максимум, яъни жисмнинг тўла энергиясига тенг. Кинетик энергия эса нолга, минимум қийматга эга бўлади. $h=0$ қийматида потенциал энергия нолга тенг, кинетик энергия максимумга тенг. Демак, яккаланган консерватив системаларда энергия ўзгармасдан сақланар экан.



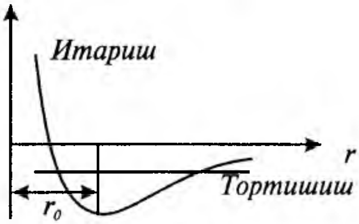
1.3.4-1- расм.

Энди деформацияланган жисм, масалан, чўзилган ёки қисилган пружина потенциал энергия эгри чизиғини текширайлик. Деформацияланган жисм потенциал энергияси $E_p = \frac{kx^2}{2}$ га тенг. Деформацияланган жисмни E, x – координата системасидаги потенциал энергия эгри чизиғи парабoладан иборат бўлади (1.3.4-2- расм). Расмдан кўринадики, деформация ортиши (чўзилиши ёки қисилиши) билан потен-



1.3.4-2- расм.

циал энергия ортади. Ҳа-қиқатан ҳам, x нинг мак-симум қийматида чўзил-ган пружина максимум потенциал энергияга эга бўлиб, кинетик энергияси эса нолга тенг. Пружина дастлабки ҳолига қайтишда мувозанат ҳолатида кинетик энергия максимум, потенциал энергия нолга тенг. Пружина қисилиш жараёни давомида x нинг x_{max} қийматида потенциал энергия максимумга ортиб боради, кинетик энергия нолга тенглашади. Агар жисм тўла энергиясини E га тенг десак, кинетик ва потенциал энергияларининг ҳар бири тўла энергиядан катта бўлмаслиги ўз-ўзидан равшан. Ҳеч бўлмаганда унга тенг ёки ундан кичикдир.



Расм 1.3.4-3.

Демак, жисмнинг потенциал энергия эгри чизиғидаги координаталари

$$-x_{\max} \leq x \leq x_{\max}$$

оралиғидагина ўзгаради. Яъни, жисм шундай оралиқдаги потенциал чуқурликда дейилади.

Умуман олганда потенциал эгри чизиқ мураккаб кўринишга эга. Бу зарралар орасидаги ўзаро таъсир мураккаб тавсифга эга эканлигидан келиб чиқади. Икки атомнинг ўзаро таъсир потенциал энергия эгри чизиғи I.3.4-3- расмдаги каби бўлади. Чизмадан кўринадики, потенциал эгри чизиқ атомлар оралиғидаги масофага боғлик. Зарралар орасидаги масофа катталашганда тортишиш кучлари кичик масофаларда итаришиш кучлари намоён бўлади. Потенциал эгри чизиқ тортишиш ва итаришиш эгри чизиқларининг алгебраик қўшилишидан ҳосил қилинган. Шартли равишда итариш кучлари ҳосил қилган потенциал энергия мусбат, тортишиш кучлари ҳосил қилган потенциал энергия манфий деб олинади. Тўлиқ энергиянинг ўзгармаслигидан уни чизмада абсцисса ўқига параллел тўғри чизиқ шаклида ифодалаш мумкин. Чизиқнинг абсцисса ўқига нисбатан вазиятига қараб 3 ҳол бўлиши мумкин. Тўғри чизиқ абсцисса ўқидан пастда $E<0$, абсцисса ўқида $E=0$, абсцисса ўқидан юқорида $E>0$. Биринчи ҳолда бу тўғри чизиқ потенциал эгри чизиқни икки нуқтасида кесиб ўтади. Кейинги икки ҳолда фақат бир нуқтасидагина кесиб ўтади. Энергия $E<0$ бўлганда зарра $r_{min}<r_{max}$ оралиғида ҳаракатда бўлиб, бундай чегараланган ҳаракат финит ҳаракат дейилади. $F=0$, $F>0$ бўлганда эса r масофа фақат пастдаи чегараланган бўлиб, юқоридан чегараланмаган бўлади. Буидай чегараланмаган ёки бир томондангина чегараланган ҳаракат инфинит ҳаракат дейилади. Ҳисоблашлар шуни кўрсатадики, $E<0$ да зарра траекторияси эллипс, $E=0$ бўлганда парабола, $E>0$ бўлганда гипербола бўлади.

I.3.5. Классик механиканииг қўллаиилиш чегараси

Макроскопик жисмлар учун ишлатиладиган физик тушунча ва қонунларни тўғридан тўғри микрооламга татбиқ этиш, масалан, электрон ҳаракатини механика ва электродинамика қонуиларига бўйсунади деб қараш XX аср бошларига келиб микроолам ва катта тезликлар соҳасидаги табиат қонунларини қайта кўриб чиқишга олиб келди.

Тажриба кўрсатадики, классик механика катта тезликлардаги ва микрооламдаги ҳодисаларни тушунтириб бера олмас экан. Ҳақиқатан ҳам, классик механика электроннинг атом ичидаги (микрооламдаги) ҳаракатини ёки жуда катта тезликли ҳаракатини (ёруғлик тезлигига яқин тезликдаги) тушунтира олмайди.

Классик механика кичик тезликдаги (ёруғлик тезлигидан кичик) катта ўлчамдаги (атом ўлчамидан катта) жисмлар ҳаракатини ўрганади ва тўғри тушунтиради.

Катта тезликларда нисбийлик назарияси, мнкрооламда квант назарияси ҳодисаларни тўғри тушунтириб беради. Бунда эса нисбийлик назарияси ва квант механикаси классик назариядан фарқли равишда янги тушунча ҳамда қонунларга асосланади.

Классик механикада масса модда миқдори деб қаралади ва ҳар бир жисм учун ўзгармас катталикдир. Шу билан бирга масса жисмни инерция ва гравитацион ҳоссаларида намоён бўлади.

Нисбийлик назариясига асосан ва кейинчалик тажрибалар кўрсатадики, ҳаракатдаги электрон массаси тинч турган электрон массасига нисбатан катта бўлиб, тезлик ортиши билан $m = m_0 / \sqrt{1-\beta^2}$ қонуният бўйича ортиб боради.

Бу формула ҳар қандай моддий зарра учун ўринли бўлиб, классик физика қонунларининг қўлланилиш чегарасини белгилаб беради.

Ҳисоблашлар кўрсатадики, 8 т ли космик кема 8 км/с тезлик билан ҳаракатланишида унинг массаси $3{,}5 \cdot 10^{-3}$ граммга ортади. Тезлик 300 км/с га тенг бўлганда $\vartheta/c = 0{,}001$ га тенг бўлиб, масса $0{,}5 \cdot 10^{-3}$ граммга ортади.

Булардан кўринадики, ёруғлик тезлигидан кичик тезликларда ҳатто бир неча юз км/с ларда ҳам массанинг ўзгариши сезиларли бўлмайди. Амалда кўпинча бундай ҳолларда масса ўзгармас деб олинади. Демак, классик механика кичик тезликларда $\vartheta/c \ll 1$ шарт бажарилганда ўринли бўлиб, бу классик механиканинг қўлланилиш чегарасини белгилайди.

Классик назарияда ҳаракатни ўрганишда моддий нуқтани маълум траектория билан бирор нуқтадаги тезлиги ҳақида гапириш мумкин. Лекин квант назариясида моддий нуқта траекторияси тушунчасининг ўзи маънога эга эмас. Бирор нуқтадаги моддий нуқтаинг тезлиги ҳақида ҳам гапириш маъносиздир. Шунинг учун квант механикада янги тушунча ва қонунлар талаб қилинади.

Классик механикада моддий нуқтанинг исталган дақиқадаги ҳолати унинг координат ва тезлиги ёки координат ва импульси билан тўлиқ аниқланади. Квант механикада бир вақтда координат ва тезлик (имиульс)ни аниқлаш мумкин эмас. Яъни, бирор белгиланган дақиқадаги зарранинг ҳолати аниқ бўлмайди.

Микрозарралар классик механикадаги зарраларга қараганда бошқача мураккаб табиатга эга бўлиб, уларни бирор ҳолати координат ва тезлик (импульс)ни аниқ қиймати билан тавсифланмайди. Бунга сабаб аниқ бир дақиқада микрозарранинг координат ва импульс қийматлари аниқ эмаслигида. ҳаракатни классик тасвирлаш табиат қонунларига фақат тақрибан тўғри келишлигини кўрсатади. Фараз қилайлик, координатани ўлчашдаги ноаниқлик Δx бўлсин. Шу дақиқадаги импульсни ўлчашдаги ноаниқлик ҳам ΔP_x га тенг. Бу катталиклар

$$\Delta x \Delta P_x \geq h \qquad (1)$$

шартни қаноатлантиради.

Бунда h- Планк доимийлиги дейилади. Унинг сон қиймати h=6,63·10^{-34} Ж·с га тенг. (1) ифода Гейзенберг ноаниқлиги дейилади.

(1) зарра координата ва импульсини бир вақтда ўлчаш аниқлигининг чегарасини белгилайди. Асбоблар ва ўлчаш усулларини ҳар қанча мукаммаллаштириш билан ҳам ўлчаш аниқлагини орттириш мумкин эмас.

Худди шундай юқоридаги формулани тезлик ва координата учун

$$\Delta x m \Delta \vartheta \geq h \qquad (2)$$

кўринишда ёзиш мумкин. Бу зарранинг тезлик ва координатини бир вақтда аниқ ўлчаш мумкин эмаслигини кўрсатади. Бир вақтда координат ва тезлик (импульс)ни аниқланмаслиги зарраларни табиатан шундай хусусиятга эга эканлигидан келиб чиқади.

Гейзенберг ноаниқлигининг маъноси шундан иборатки, агар микрозарраларни макрозарраларга хос бўлган физик катталиклар билан тавсифлайдиган бўлсак, маълум даражада тақрибийликка йўл қўйган бўламиз. Бу тақрибийлик зарра координата ва импульсини бир вақтда ўлчаш аниқлигининг чегарасини белгилайди. Бунда координата ва импульсни қанча аниқ ўлчанилиши ўлчашдаги хатолик, ноаниқликлар шунча кичик бўлишли-гини кўрсатади. Булардан кўринадики. Гейзенберг ноаниқлигига асосан, агар X координатанинг қиймати аниқ бўлса, Δx=0 бўлади. Бунда импульсдаги ноаниқлик $\Delta P_x \to \infty$ га тенг, яъни импульсдаги аниқсизлик чексиз ортиб кетади. Худди шундай импульснинг аниқ қийматида ΔP_x=0 бўлиб, координатадаги аниқсизлик $\Delta x \to \infty$ га тенг бўлади. (2) формуладан

$$\Delta \vartheta \geq \frac{h}{m \cdot \Delta x} \qquad (3)$$

ни ёзиш мумкин. Агар X ни ўлчашдаги реал хатолик h дан катта деб, ҳар қандай макрожисм учун m нинг ортиши билан $\Delta \vartheta$ ни 0 га интилишини кўриш мумкин ва аксинча.

1 граммли моддий жисм ҳаракатини текширайлик. Унинг ҳолатини 10^{-6} м аниқлигида топиш мумкин. Лекин атом ўлчамида, яъни 10^{-10} м аниқликдаги хатолик ҳақида гапириш маъносидир.

Бундай чегарадаги тезликии ўлчашда хатолик

$$\Delta\vartheta = \frac{6{,}6 \cdot 10^{-34}\ Ж \cdot с}{1г \cdot 10^{-10} м} \approx 10^{-24}\ м/с$$

га теиг бўлиб, бу тезликни ўлчашдаги ноаниқлик ўлчаш имконияти чегарасидан ҳам юқоридир. Бу эса (жисмнинг координати ва тезлигини ўлчашдаги хатоликлар жуда кичик бўлиши) макрозарралар учун (3) формулага асосан классик тушунчалар ўринли эканлигини билдиради.

Лекин микрозарралар, масалан, электрон ҳаракатида бундай эмас. Электрон массаси m=9,1·10^{-31}кг бўлганлигидан унинг ўрни (ҳолати)ни аниқлашдаги хатолик атом ўлчамидан катта бўлмаслиги керак. У ҳолда

$$\Delta\vartheta = \frac{6{,}6 \cdot 10^{-34}\ Ж \cdot с}{9{,}1 \cdot 10^{-31} \cdot 10^{-10}} \approx 10^{8}\ м/с$$

Бу эса тезликни ўлчашдаги хатолик электронни орбитадаги тезлигига тенг эканлигини кўрсатади ёки тезликни ўлчашдаги хато тезликниинг ўзиға тенг экан. Бундай катта хатоликка эга бўлган тезлик ҳақида гапириш ҳам маъносиздир.

Бундан электронни аниқ траектория бўйлаб ҳаракатланувчи зарра деб бўлмаслиги келиб чиқади, яъни классик механика қонунларини атомдаги электронга қўллаб бўлмас экан.

Асосий формулалар

Элементар иш формуласи	$\Delta A = Fds$
Қувват формуласи	$W = \dfrac{dA}{dt}$
Иш билан импульс орасидаги боғланиш	$dA = \vartheta dp$
Кинетик энергия	$E_k = \dfrac{m\vartheta^2}{2}, \quad E_k = \dfrac{p^2}{2m}$
Потенциал энергия:	
Ер билан *m* массали жисмнинг ўзаро таъсир потенциал энергияси	$E_p = mgh$
Деформацияланган жисм потенциал энергияси	$E_p = kx^2/2$
Гравитацион майдон потенциал энергияси	$E_p = -\gamma \dfrac{Mm}{r}$
Механик энергиянинг сақланиш қонуни	$mgh + \dfrac{m\vartheta^2}{2} = const$
Потенциал энергия билан куч орасидаги боғланиш	$F = -gradE_p$

I.4. АСОСИЙ ЎЗАРО ТАЪСИРЛАР

1.4.1. Табиатда таъсир этувчи кучлар
1.4.2. Зарралар тўқнашуви
1.4.3. Бутун олам тортишиш қоиуни
1.4.4. Космик тезликлар
1.4.5. Ишқалаииш кучлари
1.4.6. Эластик кучлар

"Ширин ва аччиқ, иссиқ ва совуқ, ранг шу кабилар шартли тушунчалардир. Ҳақиқатда фақат атом ва бўшлиқ мавжуддир."

Демокрит

I.4.1. Табиатда таъсир этувчи кучлар

Ҳозирги замон фани Оламдаги барча ҳодисалар, жараёнларни юз бериши тўрт асосий ўзаро таъсирлар натижаси деб ҳисоблайди. Бошқача айтганда, табиатдаги барча жараёнлар, ҳаракатлар, ўзгаришлар, яъни элементар зарралар ва уларнинг бир-бирларига айланишлари, улар орасидаги ҳар хил реакциялар, улардан ташкил топган барча физик борлиқ, жумладан, олам ва унинг тадрижий тараққиёти (эволюцияси), уларни ташкил этган юлдузлар ва галактикаларнинг ҳаракати ва ҳ.з.лар, буларнинг ҳаммаси ана шу турт асосий (фундаментал) ўзаро таъсирлар орқали бошқарилади. Шу маънода бу асосий ўзаро таъсирларии алмашиниб турувчи, яъни оралиқ ташувчи зарралар, содир этади деб хисоблайди. Буиинг маъноси шуки, мавжуд асосий зарралар ўзаро таъсирларини табиати бир хил бўлиб, уларни юзага келтирувчи манба оралиқ зарралар алмашинувидир. Бу оралиқ зарралар бозонлар деб аталади ва улар ўзаро таъсир майдон квантлари ҳисобланади.

Ҳозирги замон физикаси ўзаро таъсирлар тўрт ҳил бўлишлигини кўрсатади:

а) Гравитацион ўзаро таъсир. Бу ўзаро таъсир бутун олам тортишиш қонунидан келиб чиқади. Гравитацион ўзаро таъсир массага пропорционал бўлиб, микрооламда деярли жуда кичик қийматга эга, катта массали жисмларда эса муҳим ўрин эгаллайди.

Масалан, бутун олам тортишиш қонунига асосан Ер ва Ой ўртасидаги гравитацион ўзаро таъсир кучи $2{,}3 \cdot 10^{18}$ Н га тенг. Водород атомидаги ядро билан электроннинг гравитацион ўзаро таъсир кучи $4 \cdot 10^{-47}$ Н га тенг бўлади.

б) Электромагнит ўзаро таъсир. Бундай ўзаро таъсирни зарядланган зарралар ёки жисмлар ҳосил қилади.

в) Кучли ўзаро таъсир. Бундай ўзаро таъсирни ядрога кирувчи зарралар ҳосил қилади. Бу ўзаро таъсир 10^{-15} м масофалардагина рўй беради.

г) Заиф ўзаро таъсир. Заиф (кучсиз) ўзаро таъсир барқарор бўлмаган элементар зарраларни нурланишида микрожараёнларда юз беради.

Механикада учрайдиган кучлар гравитацион ва электромагнит табиатга эга бўлади. Кучли ва кучсиз ўзаро таъсир жуда кичик ўлчамларда квант табиатли микроскопик ҳодисаларда кузатилади. Жисмлар орасидаги ўзаро таъсирни умуман бевосита (яқиндан) таъсир ёки масофадан туриб (узоқдан) таъсирларга ажратиш мумкин. Яқиндан таъсир кучлари жисмлар бир-бири билан тегиб тургандагина мавжуд бўлади. Масалан, жисмлар деформацияланганда эластиклик кучлари, жисмлар бир-бирига текканда ишқаланиш кучлари ҳосил бўлади. Баъзан ишқаланиш ва эластиклик кучларини диссипатив кучлар дейилади. Атомлар орасидаги ўзаро таъсир, молекулалараро таъсир кучлари, электронларни ядро атрофида ушлаб турувчи кучларнинг ҳаммаси электромагнит табиатлидир.

Молекулалараро таъсир кучлари электромагнит табиатли бўлганлигидан сирт таранглик, ишқаланиш, қаршилик кучлари ҳам электромагнит табиатли бўлиб, эластик кучларни юзага келишини ҳам атомлар ва молекулалараро ўзаро таъсирлари натижаси деб қаралади.

Узоқдан таъсир кучларини гравитацион ва электромагнит майдонлар ҳосил қилади. Ҳозирги замон фани материяни майдон ва модда кўринишида бўлишини кўрсатади. Майдон жисмга маълум кучлар билан таъсир қилади. Майдон ўзаро таъсирни узатиш воситаси бўлган объектив реалликдир.

Фазонинг гравитацион кучлари сезилган соҳасига гравитацион майдон дейилади.

Фазонинг электромагнит кучлари сезилган соҳасига электромагнит майдон дейилади. Майдон ҳам моддийдир. Лекин унинг хусусиятлари модда хусусиятларидан фарқ қилади. Модда ва майдоннинг ўзаро боғланиши ҳақидаги масала ҳозирча етарли ҳал этилмаган. Масалан, ҳозиргача гравитацион ўзаро таъсир тезлиги аниқланмаган. Ўзаро таъсирлар етарли катта тезлик билан узатилади. Электромагнит ўзаро таъсир тезлиги ёруғлик тезлигига тенг эканлиги тажрибаларда тасдиқланган. Нисбийлик назариясига асосан тезликларни қўшиш теоремаси ҳар қандай моддий объект учун чегаравий тезлик ёруғлик тезлиги

$$c \geq \vartheta$$

бўлишини кўрсатади. Бундай шартга асосланиб гравитацияни тарқалиш тезлиги (гравитацион ўзаро таъсирни тарқалиш тезлиги) ёруғлик тезлигидан кичик ёки унга тенг бўлади деб ҳисоблаш мумкин:

$$c \geq \vartheta_g$$

Эйнштейн тўғридан тўғри

$$c = \vartheta_g$$

деб ҳисоблади. Лекин ҳозирча бу хулосани тасдиқловчи аниқ натижа тажрибада олинган эмас.

Асосий ўзаро таъсирлар ва уларнинг табиати билан кейинчалик чуқуррок танишамиз.

I.4.2. Зарралар тўқнашуви

Табиатда ўзаро таъсирлашиш жараёни кенг тарқалган ҳодисалардан ҳисобланади. Ўзаро таъсир жараёнларига оддий мисол сифатида зарралар ўртасидаги ўзаро туқнашиш ҳодисаларини олиш мумкин. Умуман олганда тўқнашиш ҳодисаларига микрозарралар ва макрожисмлар ўртасидаги ўзаро таъсирлашиш жараёнлари сабаб бўлади.

Зарралар тўқнашуви деб зарраларни тўқнашишгача ва тўқнашишидан кейинги ҳолатлари оралиғидаги ўзаро таъсирлашиш жараёнига айтилади. Бундай зарраларнинг тўқнашишгача ва тўқнашишдан кейинги ҳолатларида улар бирбирларидан етарли узоқликда жойлашганлиги туфайли эркин, яъни ўзаро таъсирлашиш жараёни нолга тенг деб ҳисобланади ҳамда зарраларни ҳолатларини тавсифловчи катталиклар (масалан, энергия, импульс ва б.) дастлабки ҳолатидан фарқ қилиши ёки фарқ килмаслиги мумкин.

Тўқнашув ҳараёни зарра ҳолатлари (энергиялари)нинг ўзгаришига кўра икки турга ажралади. Зарраларнинг ҳолатлари (ички энергиялари) тўқнашув жараёнида ўзгармаса бундай тўқнашув эластик дейилади. Агар зарраларнинг ҳолатлари (ички энергиялари) тўқнашув жараёнида ўзгарса бундай тўқнашув ноэластик дейилади.

Жисмлар ёки зарралар тўқнашганларида тезликлари ўзгармаган ҳолда йўналишлар ўзгариши мумкин (эластик ҳол). Ёки тўқнашиш натижасида зарралардан бири иккинчисига энергия узатиши натижасида уйғонган ҳолатга ўтиши, хатто, баъзан тўқнашувчи зарраларда таркибий ўзгаришлар юз бериши мумкин. Шунинг учун ҳам тўқнашиш жараёнини ўрганиш моддаларни ички тузилишини, атом ва молекулалар таркибини ҳамда зарралар ва ядро кучларининг табиатини аниқлашда жуда муҳим ҳисобланади. Масалан, атом тузилишини тадқиқ қилишда энг яхши усул атомни тезлаштирилган зарралар билан тўқнашти-ришдир. Ёки электромагнит нурланишидан иборат бўлган квант зарралар оқими – фотонлар билан микро оламни “тасаввур қилиш” ҳам юқоридагидек зарралар тўқнашишига асосланган. Бундай масалалар квант механиканинг сочилиш назариясида батафсил кўриб чиқилади.

Одатда зарралар тўқнашуви икки ҳил усул билан аниқланади. Бириичи усулнинг мазмуни шундан иборатки, бунда зарраларнинг тўқнашишгача ва тўқнашишдан кейинги ҳолатларини билган ҳолда (тўқнашишгача зарра ҳолати берилган деб кейинги ҳолатини аниқлаш билан) ўзаро таъсир жараёни ўрганилади. Бу усул энергия ва импульснинг сақланиш қонунига асосланади. Иккинчи усулнинг мазмуни шундан иборатки, бунда ўзаро таъсирлашиш қонунияти аниқ, деб унга асосланиб, ўзаро таъсирлашиш жараёни ўрганилади.

Механик маънода жисмларни бир-бирлари билан тўқнашуви урилиш дейилади. Бунда жисмлар тўқнашганда (урилганда) деформацияланиши ёки тезлиги ўзгариши мумкин. Бу ҳолда ҳам жисмларнинг тўқнашуви (урилиши) эластик ёки ноэластик кўринишда юз беради.

Жисмлар ўзларини оғирлик марказларидан ўтувчи тўғри чизиқ бўйлаб тўқнашар экан, бундай тўқнашиш марказий тўқнашиш дейилади. Демак, марказий тўқнашувчи жисмларда, масалан, тўқнашувчи шарларни ϑ_1 ва ϑ_2 тезликлари уларнинг марказларини бирлаштирувчи тўғри чизиқ бўйлаб йўналган бўлади.

Иккита шарнинг марказий урилиш жараёнини қисқача кўриб чиқайлик. Шарларни марказий урилиши қуйидаги ҳолларда, биринчидан, шарлар бир тўғри чизиқда бир-бирига томон ҳаракатланганда, иккинчидан бир тўғри чизиқда бири иккинчисидан катта тезликда (ҳаракатланишида) қувиб етишида кузатилади.

Тўқнашиш жараёни яккаланган системаларда юз берсин, яъни шарларга қўйилган ташқи кучлар мувозанатлашган, деб ҳисоблаймиз. Бу ерда ҳам эластик ва ноэластик тўқнашиш кузатилади.

Икки заррани эластик тўқнашишларига макроскопик ҳодисаларда биллиард шарлар тўқнашуви, газларда молекулалар тўқнашуви, микроскопик ҳодисларда элементар, масалан, нейтрон протон тўқнашуви ва х.з.лар мисол бўлади. Бундай ҳодисаларнинг ҳаммасида импульс ва энергиянинг сақланиш қонунлари ўринли бўлиб,

$$P_1 + P_2 = P_1' + P_2', \quad \frac{P_1^2}{2m_1} + \frac{P_2^2}{2m_2} = \frac{(P_1')^2}{2m_1} + \frac{(P_2')^2}{2m_2} \tag{1}$$

Бунда m_1, m_2 - тўқнашувчи зарралар массалари, P_1, P_2, P_1', P_2' - тўқнашувчи зарраларнинг тўқнашгунча ва тўқнаш-гандан кейинги импульслари.

Массалари m_1, m_2 бўлган, тўқнашгунча ϑ_1, ϑ_2 ва тўқнашишдан кейин $\vartheta_1', \vartheta_2'$ тезликка эга бўлган шарлар марказий тўқнашиш ҳосил қилишида импульснинг сақланиш қонуни қуйидагича бўлади:

$$m_1\vartheta_1 + m_2\vartheta_2 = m_1\vartheta_1' + m_2\vartheta_2' \tag{2}$$

Эластик урилишда жисмлар (шарлар)нинг урилишгача ва урилишдан кейинги кинетик энергиялари йиғиндиси ўзаро тенг бўлади:

$$\frac{m_1\vartheta_1^2}{2} + \frac{m_2\vartheta_2^2}{2} = \frac{m_1\vartheta_1'^2}{2} + \frac{m_2\vartheta_2'^2}{2}$$

юқоридаги тенгламалрни $\vartheta_1', \vartheta_2'$ ларга нисбатан ечиш билан

$$\vartheta_1' = \frac{\pm 2m_2\vartheta_2 + \vartheta_1(m_1 - m_2)}{m_1 + m_2}, \tag{3}$$

$$\vartheta_2' = \frac{2m_1\vartheta_1 \pm \vartheta_2(m_1 - m_2)}{m_1 + m_2}, \tag{4}$$

зарраларнинг тўқнашишдан кейинги тезликларини топамиз.

Зарраларнинг эластик тўқнашувида уларни тўқнашишдан кейинги тезликлари бир хил бўлмайди. Бунинг тўғрилигига тескари мулоҳаза қилиб ишонч ҳосил қиламиз. Зарраларнинг тўқнашишдан кейинги тезликлари бир хил бўлсин дейлик, яъни $\vartheta_1' = \vartheta_2'$ бўлганда юқоридаги ифодадан бошланғич тезликлар бир хил $\vartheta_1 = \vartheta_2$ бўлиши келиб чиқади. Буни бўлиши мумкин эмас. Чунки бир хил йўналишли бир хил тезликдаги зарралар хеч қачон тўқнашмайди. Фақат $\vartheta_1 \neq \vartheta_2$ тезликдаги зарралар тўқнашиши мумкин.

Агар $m_1 = m_2$, яъни тўқнашувчи шарча массалари бир хил бир-бирига тенг бўлса тўқнашгандан сўнг тезлик қийматлари ўзаро алмашинади.

Агар $m_1 >> m_2$ бўлса, яъни тинч турган жисм массаси m_1 ҳаракатдаги жисм m_2 массасидан жуда катта бўлса, масалан тўпни деворга урилиши эластик бўлса, тўп бу урилиш натижасида ҳаракат йўналишини қарама-қарши томонга ўзгартиради.

Шарларни ноэластик марказий тўқнашувида импульснинг сақланиш қонуни бажарилади. Шу билан бирга, умуман энергиянинг сақланиш қонуни ўринли бўлган ҳолда, механик энергияни бир қисми иссиқликка айланиши туфайли механик энергиянинг сақланиш қонуни бажарилмайди.

m_1, m_2 массали шарлар тўқнашгунча ϑ_1, ϑ_2 тезликлар билан ҳаракатлансин. Тўқнашиш ноэластик бўлганлиги учун шарлар тўқнашгандан сўнг бир хил тезлик билан ҳаракатланади. Тўқнашиш марказий ноэластик бўлганлигидан эса ҳамма ϑ_1, ϑ_2, ϑ тезликлар бир тўғри чизиқ бўйлаб йўналгандир. Бундай ҳол учун импульснинг сақланиш қонуни

$$m_1\vartheta_1 + m_2\vartheta_2 = m_1\vartheta + m_2\vartheta = (m_1 + m_2)\vartheta$$

ёки бундан

$$\vartheta = \frac{m_1\vartheta_1 + m_2\vartheta_2}{m_1 + m_2} \tag{5}$$

шарларни марказий ноэластик тўқнашишидан кейинги тезлигини топамиз.

Иккита заррани ноэластик тўқнашувига қўрғошин шарлар тўқнашуви ёки ядро реакцияларида элементар зарралар тўқнашуви масалан, иккита оғир водород изотопи, H^2 ни тўқнашувларини мисол қилиб олиш мумкин:

$$_1H^2 + _1H^2 \rightarrow n + _2He^3 \qquad (6)$$

Бунда битта нейтрон ва гелий ҳосил бўлади.

Зарраларни ноэластик тўқнашув жараёнида уларнинг ўзларида таркибий ўзгаришлар ҳосил бўлишига олиб келувчи ядро реакциялари юз беради. Бундай тўқнашиш жараёнида, яъни ядро реакцияларида m_1, m_2 массали зарралар m_3, m_4 массали янги зарраларга айланади ва Q энергия ажралиши ёки ютилиши кузатилади.

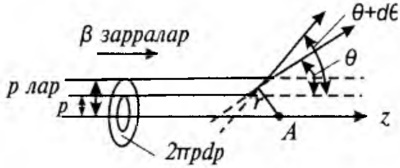
Энди микрозарралар тўқнашувида жуда мухим бўлган зарралар сочилиши билан танишайлик. Баъзан, зарралардаги ўзаро таъсирлашиш жараёнини ўрганувчи таълимотни классик механикада тўқнашиш (урилиш) назарияси, квант механикада сочилиш назарияси деб аталади. Зарраларнинг дастлабки ҳаракат йўна-лишидан оғиши сочилиш дейилади. Сочилиш зарраларни шартли равишда нишон-сочувчи деб аталувчи бирор жисм (зарра) билан ўзаро таъсирлашиш натижасидир.

Зарраларни бирор модда (муҳит)дан ўтганда сочилиши кенг тарқалган ва мураккаб ҳодисалар ҳисобланади. Шу билан бирга бу жараённи ўрганиш ҳам назарий, ҳам амалий аҳамиятга эга. Масалан, α зарралар билан қилинган тажриба асосида Резерфорд атомни ядроли тузилишини кўрсатиб берган эди.

Сочилиш жараёни умуман тасодиф ҳодисалар, деб уларни тавсифлашда эҳтимоллик тушунчаларидан фойдаланилади. Бунга сабаб статистика қонуниятларини қўллаш мумкин бўлган етарли кўп зарралардан иборат бу зарралар оқимини бирор муҳит зарралари билан тўқнашуви мутлоқ тасодифлигидир.

Зарраларнинг сочилиши қуйидагича ўрганилади. Аниқ бир хоссага эга бўлган ва аниқ тезликдаги зарралар бошқа бир зарралар билан тўқнаштирилади ҳамда зарралар оқимининг сочилишини аниқлаш билан сочилишни юзага келтирувчи ўзаро таъсир мохияти – сабаби ўрганилади. Бунда сочилиш жараёнида бирор фазовий бурчакка сочилаётган зарралар сонини топиш билан масала ҳал этилади.

Бунда сочилиш ҳодисаларини кўргазмали тавсифлаш учун Резерфорднинг зарралар сочилишига оид тажрибасини қараб чиқамиз. Айтайлик, нишон-сочувчи зарра вазифасини бажарувчи *A* зарра 0 нуқтада жойлашган бўлсин. Сочилувчи *B* зарралар оқими *BZ* ўқи бўйлаб ҳаракатлансин (I.4.2-2- расм). *B* зарралар ҳаракат йўналишида *A* заррани таъсир сферасига кириши билан ўзаро таъсирлашиш туфайли унинг ҳаракат йўналиши ўзгаради. Агар зарралар ўртасидаги ўзаро таъсирлашиш итариш кучларидан иборат бўлса зарраларнинг ҳаракат йўналишларидан четланиши расмдагидек бўлади. Бунда, умуман, зарралар орасидаги ўзаро таъсир кучи Кулон қонунига бўйсунади ва *A* зарра ҳаракатсиз деб ҳисобланади. Бундай қарашда заррани ҳаракат траекторияси гиперболадан иборат бўлиши керак.



I.4.2-2- расм

Резерфорд тажрибасида *B* зарралар сифатида α зарралар, яъни гелийнинг $2e$ мусбат зарядга эга бўлган ионлари олинган. Сочувчи *A* зарра юпқа металл катламдаги шу модда атомлари ҳисобланади. Резерфорднинг тажрибасида α зарраларининг ўз ҳаракат йўналишидан четланишига сабаб, мусбат зарядланган α зарраларнинг атомни мусбат зарядлари томонидан итарилиши деб ҳисобланганда Кулон қонунига буйсунувчи ўзаро таъсирлашиш жараёни тажриба натижаларига мос келади.

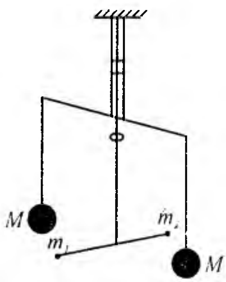
Резерфорд тажриба натижаларига асосланиб қуйидаги муҳим хулосага келди: Биринчидан зарраларни тўқнашуви (сочилиши), яъни зарралар ўртасидаги ўзаро таъсирлашиши ҳақидаги тасаввурларимиз тўғри ва бу ўзаро таъсир Кулон (электромагнит) табиатли; иккинчидан, микрозарраларнинг таркибий тузилиши мураккаб, яъни атомлар ядроли тузилишга эга.

I.4.3. Бутун олам тортишиш қонуни

Табиатда ҳамма жисмлар ўзаро бир-бири билан тортишиб туради. Ўзаро тортишиш натижасида жисмлар Ерга тушади. Ой Ер атрофида, планеталар Қуёш атрофида айланма ҳаракат қилади. Тажриба далилларига асосланиб, Ньютон бутун олам тортишиш қонунини 1687 йили аниқлаган. Бу қонунга кўра иккита жисм бир-бири билан массаларига тўғри пропорционал, улар орасидаги масофа квадратига тескари пропрорционал куч билан таъсирлашади. Агар жисм массаларини m_1 ва m_2 улар орасидаги масофани r билан белгиласак, тортишиш қонуни

$$F = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2}$$

бўлади. Бунда γ- гравитация доимийлиги дейилади. Гравитация ***gravitas*** – лотинча оғирлик сўзидан олинган. Куч уларни бирлаштирувчи тўғри чизиқ бўйлаб йўналган. Аниқроғи тортувчи жисмдан тортилувчи жисм томон йўналгандир.



1.4.3-1- расм.

Гравитация доимийлигини дастлаб 1798 йил инглиз олими Кевендиш тажрибада аниқлаган. Кевендиш қуйидагича тажриба қилди (*Т*.4.3-1-расм). У кучни аниқлаш учун жуда сезгир бўлган бурама тарози усулидан фойдаланди. Иккита бир хил массали (ҳар бири 729 грамм) қўрғошин шарча горизонтал шайнга ўрнатилган бўлиб, у ҳар бири 158 кг дан иборат иккинчи шайн ҳосил қилувчи қўрғошин шарлар ёнига эластик ип ёрдамида осилган. M, m шарлар оралиғини ўзгартириш билан эластик ипнинг буралишига кўра улар орасидаги ўзаро таъсирни баҳолаш мумкин. Кевендиш ипни буралиш бурчагига қараб шарларни ўзаро таъсирларини аниқлади. Кейинчалик Риҳарц 1878 йил Шолли айтган усулдан фойдаланиб қуйидаги тажрибани ўтказади. Тарози шайн учларига m_1, m_2 шарлар осилган бўлиб, улар иплар билан биргаликда мувозанат ҳолатда туради. Шарлар шундай жойлаштирилғанки, m_1 шар 100 тонналик кўрғошин тахта устида, тирқиш орқали ўтказилган ингичка ипга боғланган m_2 шар эса бу кўрғошин тахта остидадир. Массив кўрғошин m_1 шарии тортиши натижасида шарчанинг оғирлиги ортади. m_2 шарни тортиши натижасида шар оғирлиги шунча миқдорда камаяди. Натижада тарози m_1 шарнинг оғир эканлигини кўрсатиши керак. Шундай қилиб, тарози кўрсатишига қараб ўзаро таъсирни аниқлаш мумкин. Аниқ ҳисоблашлар

$$\gamma = 6{,}67 \cdot 10^{-11} \frac{Н \cdot м^2}{кг^2}$$

эканлигини кўрсатади. Бундан кўринадики, бир-биридан 1 м масофадаги 1 кг ли жисмлар бир-бири билан $6{,}67 \cdot 10^{-11}$ Н куч билан тортишар экан. Бу куч жуда кичик бўлганлиги учун амалда сезиш қийин. Электр кучлари тортишиш кучларига ўхшаш масофа квадратига пропционал ўзгаради. Электр кучлари итаришиш ёки тортишиш кучлари бўлиши мумкин. Гравитацион кучлар фақат тортишиш кучларидир. Протон массаси $1{,}7 \cdot 10^{-27}$ кг, заряди $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ $К$ га деб, тенг иккита протонни ўзаро гравитацион ва электромагнит таъсирларининг нисбати

$$\frac{F_э}{F_{гр}} = \frac{\dfrac{2{,}3 \cdot 10^{-3}}{r^2}}{\dfrac{1{,}9 \cdot 10^{-66}}{r^2}} \approx 10^{36},$$

яъни Кулон кучи гравитацион кучдан 10^{36} марта катта эканлигини топамиз.

Агар куч биргина нуқтадан ёки биргина нуқтага йўналган бўлса, марказий куч дейилади. Бундай куч сифатида Куёшнинг планеталарга таъсир этувчи гравитацион кучи ёки икки нуқтавий зарядларнинг ўзаро таъсирини олиш мумкин. Бу кучлар ҳосил қилган майдон марказий кучлар майдони дейилади. Бундай майдон баъзан потенциал майдон ҳам дейилади. Унинг потенциал энергиясини аниқлайлик. Марказий кучлар майдонида бажарилган иш /.4.3-2- расмдан,

$$dA = Fds\cos\alpha = F(r)dr$$

йўл шаклига боғлиқ бўлмай, радиус-векторларнинг дастлабки ва охирги ҳолатларигагина боғлиқ экан:

$$A = \int_{r_1}^{r_2} F(r)dr$$

M массали жисм ҳосил қилган майдонда m массали жисмни чексизликдан майдонни маълум нуқтасига келтиришда гравитацион кучни бажарган иши

$$A = \int_{r_1}^{r_2} \gamma \frac{Mm}{r^2} dr = \gamma \frac{Mm}{r_0}$$

бўлади. r_0 – жисмлар орасидаги масофа.

Бажарилган иш энергиялар айирмасига тенг бўлиб, чексизликда потенциал энергия нолга тенг деб шартлашиб, охирги тенгликни қуйидагича ёза оламиз:

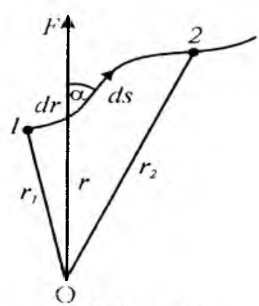
$$A = E_\infty - E_p$$

ёки

$$E_p = -\gamma \frac{Mm}{r_0}$$

Потенциал энергия жисмлар бир-биридан чексиз узоқлашганда нолга тенг бўлиб, максимум қийматга, бошқа ҳолатларда эса манфий ҳисобланади. Шунинг учун потенциал энергия манфий ишоралидир.

I.4.4. Космик тезликлар



1.4.3-2- расм.

Ернинг сунъий йўлдошига айланиш учун ҳар қандай жисм маълум энергияга эга бўлиши керак. Бошқача айтганда, Ер атрофида маълум траектория бўйича айланма ҳаракат қилиш учун унга маълум тезлик берилиши керак. Жисм шундай тезликка эга ва у Ер атрофида айланма ҳаракат килаётган бўлсин дейлик. Жисмни Ер атрофида айланма ҳаракат қилиши учун унга таъсир килаётган марказдан кочма куч Ер билан жисм ўртасидаги бутун олам тортишиш қонунини ҳосил қилган, яъни Ернинг тортилиш майдони хосил килган кучга тенг бўлиши керак. У ҳолда

$$\frac{m\vartheta^2}{R} = \gamma\frac{Mm}{R^2}$$

тенгликни ёза оламиз. Бунда m – жисм массаси, M –Ер массаси, R- Ер радиуси.

Жисмнинг орбита бўйлаб айланма ҳаракатидаги радиусини $R>>R_0$ эканлигидан $R{\approx}R+R_0$ деб олинади. R_0 – Ердан сунъий йўлдошгача бўлган масофа. Юқоридаги формуладан Ер атрофида айланма ҳаракат қилаётган жисм тезлигини топамиз:

$$\vartheta_1 = \sqrt{gR}$$

бунда

$$g = \gamma\frac{M}{R^2}$$

Бунга эркин тушиш тезланиши g=9,81 м/с ва Ер радиуси R=6,4·10^6 м кийматларини қўйиб $\vartheta_1 = 7{,}8\frac{км}{c}$ ни ҳосил қиламиз. Одатда бу тезлик биринчи космик тезлик дейилади. Демак, биринчи космик тезлик Ернинг сунъий йулдоши бўлиб қолиш учун зарур бўлган минимум – энг кичик тезлик экан. Бундай тезлик биринчи марта 4 октябрь 1957 йилда амалга оширилган.

[illegible] тортиш гравитацион кучини енгиб Куёш атрофида [illegible] учун жисм планеталар каби ҳаракатда [illegible] кинетик энергияси Ер ҳосил килган гравитацион [illegible] энергиясига тенг бўлиши керак.

$$\frac{m\vartheta^2}{2} = \gamma\frac{Mm}{R}$$

Бунда m – жисм массаси, M – Ер массаси, R – Ер радиуси. Юқоридаги формуладан жисм тезлиги куйидагига тенг бўлади:

$$\vartheta_2 = \sqrt{2\gamma\frac{M}{R}}$$

Илдиз остидаги ифодани R га кўпайтириб бўламиз ва $g=\gamma\frac{M}{R^2}$ эканлигидан $\vartheta_2=\sqrt{2gR}$ ҳосил бўлади. Формулага g, R қийматларини қўйиб, $\vartheta_2=11{,}2\frac{км}{c}$ эканлигини топамиз. Бундай тезлик иккинчи космик тезлик дейилади. Иккинчи космик тезлик жисмни Куёш атрофида айланма ҳаракат қилиши учун зарур бўлган тезликдир. Иккинчи космик тезлик 2 январь 1959 йили амалга оширилди.

Энди жисм Куёш тортиш кучини ҳам енгиб Галактика атрофида ҳаракатланиши учун қандай тезликка эга бўлиши кераклигини аниқлайлик. Бундай тезликка эга бўлган жисм сунъий юлдузга айланади. Жисм сунъий юлдуз бўлиши учун унинг кинетик энергияси Куёш ҳосил қилган гравитацион майдон энергиясига тенг бўлиши керак:

$$\frac{m\vartheta^2}{2}=\gamma\frac{M_к m}{R_к}$$

Бунда m – жисм массаси, $M_к$ - Куёш массаси, $R_к$ - Ер орбитасининг радиуси.

Бундай ҳаракатда жисм тезлиги $\vartheta=\sqrt{2\gamma\frac{M_к}{R_к}}$ га тенг бўлади.

$M_к=332400\cdot M$ эканлигидан ва илдиз остидаги ифодани R га кўпайтириб бўлиб қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\vartheta=\sqrt{2\gamma\frac{M_h}{R_h}}=\sqrt{2\gamma\frac{332400\cdot M}{R_h}}=\sqrt{2\gamma\frac{M}{R}\cdot\frac{332400\cdot R}{R_h}}=\vartheta_2\cdot 3{,}77\approx 42{,}1\frac{км}{c}$$

Бу тезликдан Ернинг Куёш атрофида ҳаракат тезлиги 29,8 км/с ни олиб ташласак,

$$\vartheta=42{,}1-29{,}8=12{,}3\frac{км}{c}$$

га тенг бўлади. Жисм бундай тезликка Ернинг тортиш кучини енгиб чиққандан кейингина эришади. Демак, жисм Галактика атрофида ҳаракатланиши учун унинг кинетик энергияси Ернинг тортишиш потенциал энергияси $\gamma\frac{Mm}{R}$ билан ϑ тезликдаги кинетик энергия $\frac{m\vartheta^2}{2}$ лар йиғиндисига тенг бўлиши керак экан:

$$\frac{m\vartheta_3^2}{2} = \gamma\frac{Mm}{R} + \frac{m\vartheta^2}{2}$$

Бунда

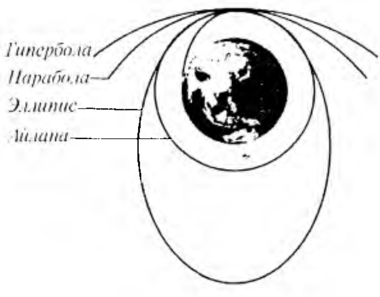
$$\vartheta_3 = \sqrt{2\gamma\frac{M}{R} + \vartheta^2}$$

ёки

$$\vartheta_3 = \sqrt{\vartheta_2^2 + \vartheta^2} = \sqrt{(11.2)^2 + (12.3)^2} \approx 16.7\frac{км}{с}$$

ҳосил бўлади. Бундай тезлик учинчи космик тезлик дейилади.

Жисм Галактика тортиш кучини ҳам енгиб Олам бўшлиғи бўйлаб ҳаракатланиши учун тўртинчи космик тезликка эга бўлиши керак (I.4.4-1- расм).



1.4.4-1- расм.

Юлдузларнинг Галактикада ҳаракат тезлиги 285 км/с деб ҳисобласак, бундан катта тезликка эга бўлган жисмгина Галактикани ташлаб чиқиб кета олади дейиш мумкин. Демак, жисм тезлиги 285 км/с дан юқори бўлгандагина тўртинчи космик тезликка эга дейилади.

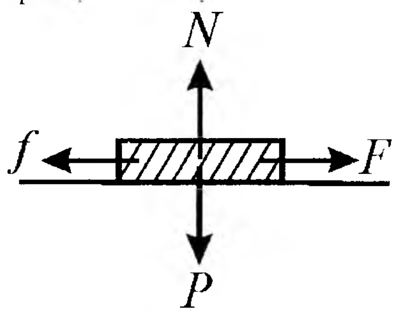
Сунъий йулдошлар учун айланиш даври $T = \frac{2\pi R}{\vartheta}$ формулага асосан R ва ϑ ларнинг қийматини қўйиб T=90 минутга тенглигини топиш мумкин.

1961 йил 12 апрелда биринчи марта “Восток” космик кемасида парвоз қилган Гагарин Ер атрофини бир соат 43 минут давомида айланиб ўтган.

I.4.5. Ишқаланиш кучлари

Таъсирлашувчи кучларнинг физик табиатини ўрганиш механиканинг вазифасига кирмайди. Лекин механикада ўрганиладиган ишқаланиш ва эластиклик кучларининг амалий аҳамияти ҳаётда ва техникада жуда муҳим ҳисобланади. Шунинг учун ишқаланиш кучларининг келиб чиқишига чуқуррок киришмай, уларни эмпирик - тажриба далили сифатида тавсифлаш билан чекланамиз ва уларни тақрибий эканлигини эслатиб ўтамиз.

Яна шуни таъкидлаш лозимки, ишқаланиш кучларинини тўла назариясини яратиш ҳозиргача ниҳоясига етмаган. Масалан, ишқаланиш коэффициентини назарий ҳисоблаш ҳал этилмаган.



1.4.5-1- расм.

Ишқаланиш кучлари бир-бирига тегиб турувчи жисмлар ёки жисм қисмлари бир-бирига нисбатан ҳаракатланганда юзага келади (I.4.5-1-расм). Бир-бирига тегиб турувчи жисмларнинг бир-бирига нисбатан ҳаракатланишида ҳосил бўлган ишқаланиш ташқи ишқа-ланиш дейилади. Масалан, иккита қаттиқ жисмнинг ўзаро ишқаланиши. Бир жисмнинг турли қисмлари бир-бирига нисбатан ҳаракатланганда ҳосил бўлган ишқаланиш ички ишқала-ниш дейилади. Масалан, қаттиқ жисм билан суюқлик ўртасидаги ишқаланиш.

Фараз қилайлик, стол устида бирор жисм турган бўлсин. Бу жисмни ҳаракатлантириш учун унга бирор куч таъсир эттиришимиз керак. Бунда унга қуйидаги кучлар таъсир этади. Жисмларининг оғирлик кучи P ва унга тенг вертикал йўналган столнинг реакция кучи N, жисмни ҳаркатлантирувчи F куч ва унга тенг қарама-қарши йўналган f куч ишқаланиш кучи таъсир этади. Жисмни ҳаракатлантиришга мажбур этувчи кучни орттира бошласак, бу кучнинг катталиги, айтайлик f_0 бўлганда жисм ҳаракат қила бошлайди. Агар $F>f_0$ бўлса, жисм ҳаракатда, $F<f_0$ бўлса жисм тинч ҳолатда бўлади.

Жисмлар ҳаракати билан боғлиқ бўлган кўпгина табиат ҳодисаларида ишқаланиш кучларини ҳисобга олишга тўғри келади.

Дастлаб Амонтон, кейинчалик Кулон тажриба асосида аниқлаган сирпаниш ишқаланишга оид қонун қуйидагича таърифланади: Жисмлар орасидаги ишқаланиш кучи f туташувчи сиртларга тик йўналган босим кучи P га мутаносиб бўлади:

$$f = \mu P$$

Бу ерда μ-ишқаланиш коэффициенти дейилади. У ишқаланувчи сиртлар табиатига ва ҳолатига боғлиқ бўлган ўлчамсиз катталикдир.

Агар ишқаланувчи сиртлар бир-бирига нисбатан ҳаракатсиз турган бўлса одатда μ ни тинчликдаги ишқаланиш коэффициенти дейилади.

Кўп ҳолларда ишқаланиш кучи фойдали бўлиб, баъзи ҳолларда улар катта зарар келтиради. Масалан, ишқаланиш бўлмаганда автомабиллар, машиналар ҳаракатланмас, ҳаракатларни узатиш мосламалари ва ҳ.к.лар ишламас эди. Бундай ҳолларда ишқаланиш кучлари фойдали ҳисобланади. Ўқли ғилдираклар ҳаракатида, техниканинг турли соҳаларида улар зарарли бўлиб, уларни мумкин қадар камайтиришга ҳаракат қилинади.

Қаттиқ жисмлар орасидаги ишқаланиш мойлаш орқали қаттиқ жисм билан суюқлик орасидаги ишқаланишга айлантириш билан, бир неча, ўртача 8-10 марта камайтирилади.

Мойланган вақтда ишқаланиш кучи тезликка, ишқаланувчи сатҳнинг катталигига тўғри пропорционал ва мой қатламининг қалинлигига тескари пропроционал бўлиши билан бирга унинг физик хоссаларига ҳам боғлиқ. Ҳақиқатан ҳам мойлашнинг аҳамияти техникада жуда муҳимдир. Ишқаланишни камайтириш учун, яъни техникада сирпаниш - ишқаланиш думалаш ишқаланишга айлантирилади. Бунда ясси сирт орасида ишқаланиш шар ёки цилиндр думалашидаги ишқаланишга айланади. Думалашдаги ишқаланиш кучи

$$f = k'\frac{P}{r}$$

га тенг. Бунда r – думалаётган жисм радиуси.

Агар бирор муҳитда жисм ҳаракатланса унга муҳитни қаршилиги таъсир қилади. Бу муҳитнинг қаршилиги умуман олганда жисм шаклига, ҳаракат тезлигига ва муҳитнинг физик хоссаларига боғлиқ бўлади. Кичик тезликларда муҳитнинг қаршилиги тезликка пропорционал бўлади:

$$f = -k\vartheta$$

Бу ерда минус ишораси муҳит қаршилиги ҳаракат тезлигига тескари эканлигини кўрсатади.

Катта тезликларда муҳитнинг қаршилик кучи тезлик квадратига пропроционал бўлади:

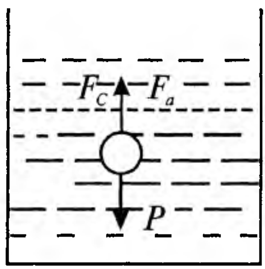
$$f = -k_2\vartheta^2$$

Шарчанинг бирор қовушқоқ муҳитда ҳаракатини текширайлик (I.4.5-2- расм). Бизга маълумки, шарчани кичик тезликларда муҳитнинг қаршилик кучи Стокс қонунига кўра

$$F_c = 6\pi\eta\vartheta r$$

бўлади. Бунда r- шарча радиуси, ϑ - шарча тезлиги, η- қовушқоқлик коэффициеити.

Муҳитда, масалан, суюқликка туширилган жисмга оғирлик кучи, Архимед кучи ва қаршилик кучи таъсир қилади. Архимед кучи ва қаршилик кучи юқорига, оғирлик кучи пастга томон йўналган. Бу кучлар таъсири натижасида жисм (шарча) текис ҳаракат қилади. Оғирлик кучи



I.4.5-2- расм.

$$P = mg = \rho\vartheta g = \frac{4}{3}\pi r^3\rho g$$

Архимед кучи

$$F_a = \frac{4}{3}\pi r^3\rho_0 g$$

га тенг.

Қаршилик кучи, Архимед кучи ва оғирлик кучи $P=F_a+F_c$ га тенг бўлган шартда шарча текис ҳаракат қилади. Текис ҳаракат қилаётган шарча тезлигини

$$\frac{4}{3}\pi r^3 \rho g = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_0 g + 6\pi r\vartheta\eta$$

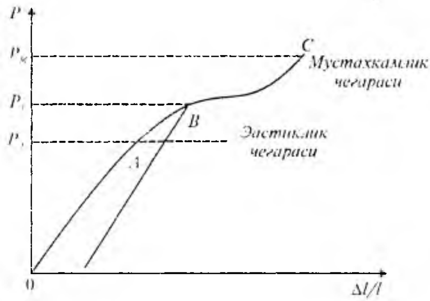
формуладан фойдаланиб топиш мумкин. Агар тажрибада тезлик аниқланса, формуладан қовушқоқлик коэффициенти топилади. Баъзан қовушоқлик коэффициентини муҳитнинг ички ишқаланиш коэффициенти дейилади.

1.4.6. Эластик кучлар

Қаттиқ жисмларнинг механик хоссалари. Қаттиқ жисмларнинг механик хоссалари деганда, одатда жисмларни ташқи механик кучлар таъсирида деформацияланиши ва бу кучларга қаршилик қилиш қобилиятларини тушунамиз. Ташқи кучлар таъсирида қаттиқ жисмларнинг шакли ва ўлчами ўзгаришига сабаб жисмни ҳосил қилган кристалл панжара тугунларидаги зарраларнинг жойланишидаги ўзгаришларидир. Бундай ўзгаришлар зарралар ўртасидаги ўзаро таъсирлар ва улар орасидаги масофалар ўзгаришидан келиб чиқади. Демак, деформация ҳодисаси, яъни жисм шакли ва ўлчамларининг ўзгариши жисмдаги зарралар ўртасидаги масофалар ва улар ўзаро жойланишларини ўзгариши натижасидир. Ўз навбатида зарралар оралигидаги масофалар ва уларнинг ўзаро жойлашишдаги ўзгаришлар зарраларни, яъни жисмларни дастлабки шакл ва ўлчамга қайтарувчи кучларни ҳосил қилади. Бундай кучлар эластик кучлар дейилади. Жисмнинг эластиклиги деб ўзининг дастлабки ҳолатини тиклашга интилиш қобилиятига айтилади. Эластик кучлар ўзининг келиб чиқиши жиҳатидан тортишиш ва итаришиш кучлари бўлган электр табиатли молекуляр кучлардир. Шунинг учун ҳам эластиклик ҳодисаси кристалл панжара тугунларидаги зарраларнинг электр ўзаро таъсири натижаси деб қаралади.

Кристалл панжаранинг тузилиш нуктаи назаридан каралганда деформацияни ташки куч таъсирида панжара тугунларидаги зарралар мувозанат вазиятидан чикарилиши бўлиб, ташки куч тўхтагач зарралар ўзининг мувозанат холатига кайтади, деформация йўколади, деб тушунтириш мумкин. Масалан, кристалл чўзилганда зарралар оралиги ортади. Бунда тортишиш кучи катталашиб, итаришиш кучи заифлашади. Натижада кристаллдаги тортишиш кучлари ташки кучга каршилик килади.

Тажриба деформацияни кучланишга пропорционал бўлишини кўрсатади (Гук конуни). Нисбий деформация билан кучланиш орасидаги богланиш (1.4.6-1- расм.)да тасвирланган. Кучланишнинг маълум кийматигача жисм эластиклигича колади (ОА тўгри чизик). А нуктадаги кучланиш киймати эластиклик чегараси дейилади. Эластиклик деформация (АО оралиги)да ташки куч йўколиши билан деформация хам бутунлай йўколади. Ташки куч $P_э$ кийматдан ортиши билан энди эластик деформация пластик деформация кўринишига айланади (АВ эгри чизик). Бунда $P_э$ нуктадан кейин Гук конунидан четланиш кузатилади. Ташки куч йўколиши билан деформация хам бутунлай йўколмайди, балки, ε^1 колдик деформация сакланиб колади. Кучланишни кейинги ортишида (ВС эгри чизик) жисм узилишга эга бўлиб, бундай кучланиш кийматига мустахкамлик чегараси дейилади. Мустахкамлик чегараси эластиклик чегарасига якин бўлган моддалар мўрт дейилади.



1.4.6-1- расм.

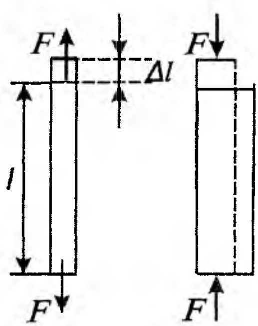
Реал каттик жисмлардаги деформацияни кучланишга боғликлигини ифодаловчи чизма хар бир моддага хамда вактга ва бошка сабабларга кўра хар хил бўлиши мумкин.

Моддаларнинг пластиклиги, яъни жисмнинг шакли ўзгаришига мойиллик, окувчанлик хусусияти суюкликлардан ташқари кўпгина моддаларга ҳам хосдир. Масалан, бўёқ, ёғлар, елим ва бошқалар ана шундай хусусиятга эгадир. Бундай моддаларни оқувчанлиги билан реалогия (грекча rhios - оқим) фани шуғулланади.

Қаттиқ жисмлар учун қаттиқлик тушунчаси нисбий бўлиб, учли бирор жисм текширилаётган жисмга киришига қаршилик қилиш қобилияти билан баҳоланади. Табиатда энг қаттиқ жисмлардан бири олмосдир. Қаттиқликни аниқлашнинг бир неча усуллари мавжуд.

Энди қаттиқ жисмиинг муҳим ҳоссалари бўлган деформация турларини қисқача кўриб ўтайлик.

Куч таъсирида жисм деформацияланади. Яъни жисмнинг шакли ва ўлчами ўзгаради. Қаттиқ жисм деформацияси умуман ол-ганда ҳар хил бўлади. Куч таъсирида жисм узунлиги-нинг ортиши чўзилиш деформацияси дейилади. Куч таъсирида жисм узунлигининг камайиши қисилиш деформацияси дейилади. Куч таъсирида жисм эгилса, эгилиш деформацияси дейилади. Параллел кучлар таъсирида жисм қатламларининг бир-бирига нисбатан силжиши силжиш деформацияси дейилади. Шундай кучлар таъсирида жисм қатламларининг бир-бирига иисбатан бурилиши бурилиш деформацияси дейилади. Куч таъсирида жисм ўлчамларининг ўзгариши мутлақ деформация дейилади. Масалан, куч таъсирида жисм узунлиги ортиши ёки камайиши мумкин. Фараз қилайлик, жисм ўлчами куч таъсирида Δl га ўзгарсин (1.4.6-2-расм.). Бу катталикни мутлақ деформация дейилади. Мутлақ деформацияни унинг дастлабки узунлигига нисбати иисбий деформация дейилади. Агар нисбий деформацияни ε билан белгиласак, таърифга асосан қуйидагича бўлади:



1.4.6-2-расм.

$$\varepsilon = \frac{\Delta \ell}{\ell} \qquad (1)$$

Формуладан кўринадики, нисбий деформация ўлчамсиз катталик экан. Умуман деформацияни иккига ажратиш мумкин. Агар куч таъсирида деформацияланган жисм куч таъсири тўхтагандан кейин ўзининг дастлабки ҳолатига қайтиб келса, эластик деформация дейилади. Агар жисм датлабки ҳолатига қайтиб келмаса, пластик деформация дейилади. Масалан: резина, пўлатдан ясалган пружина эластик деформацияга мисол бўла олади. Мум, қўрғошин, пластилин пластик деформацияга эгадир. Қуйидаги деформация турларини кўриб ўтайлик.

а) Чўзилиш, қисилиш деформацияси. Юза бирлигига таъсир этувчи куч кучланиш дейилади. Кучланишни σ (сигма) билан белгиласак, таърифга асосан:

$$\sigma = \frac{F}{S} \qquad (2)$$

бўлади. Тажриба кўрсатадики, нисбий деформация кучланишга пропорционал бўлади:

$$\varepsilon = \alpha\,\sigma \quad \text{ёки} \quad \varepsilon = \alpha\frac{F}{S} \qquad (3)$$

Бу Гук қонунидир. Бу ерда α - эластиклик коэффициенти. Формуладан кўринадики, эластиклик коэффициенти бир-бирликка тенг бўлганда кучланиш нисбий деформацияга тенг экан. Баъзан эластиклик коэффициентига тескари бўлган катталик Юнг модули ишлатилади. Юнг модулини E билан белгиласак:

$$E = \frac{1}{\alpha} \qquad (4)$$

(4) дан фойдаланиб, (3) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E} \qquad (5)$$

Бундан Юнг модули нисбий деформация бир-бирликка тенг бўлгандаги кучланишга тенг эканлиги келиб чиқади. Бошқача айтганда, Юнг модули жисм ўзининг дастлабки узунлигига тенг микдорда узайтирувчи кучланишга тенг бўлган катталикдир. (1), (2), (5) лардан

$$F = \sigma S = E\varepsilon S = ES\frac{\Delta \ell}{\ell} \qquad (6)$$

ни ҳосил қиламиз. Берилган жисм учун E, S, ℓ катталиклар ўзгармас бўлганлигидан

$$k = \frac{ES}{\ell} \qquad (7)$$

белгилашдан фойдаланиб, охирги тенгламани қуйидагича ёзамиз:

$$F = k\Delta \ell \qquad (8)$$

формуладан кўринадики, деформация вақтида мутлақ деформация қўйилган кучга тўғри пропорционалдир. Бу Гук қонунинннг ўзидир.

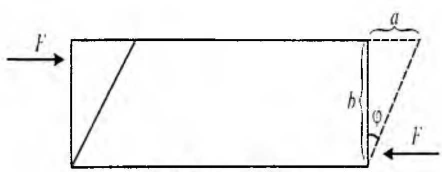
Деформация вақтида стержень узайиши билан бирга кўндаланг ўлчами ҳам ўзгаради. Бу ҳолда ҳам нисбий деформация

$$\varepsilon^1 = \frac{\Delta d}{d} \qquad (9)$$

билан аниқланади. ε, ε^1 лар ўзаро тескари катталик бўлиб, чўзилишда $\Delta\ell$ мусбат, Δd эса манфий. Қисилишда эса $\Delta\ell$ манфий, Δd мусбат. Тажриба

$$\varepsilon^1 = -\mu\varepsilon \qquad (10)$$

эканлигини кўрсатади. Бунда μ- Пуассон коэффициенти дейилади.



1.4.6-3- расм.

б) **Силжиш деформацияси.** Тўғри бурчакли параллелепипед шаклидаги бир жинсли жисм олайлик. Унинг сиртига уринма ҳолда F_1 ,F_2 кучлар таъсир этаётган бўлсин. Бу кучлар сиртга уринма ҳолда йўналганлиги учун ҳосил бўлган кучланишни тангенциал кучланиш дейилади. Агар уни τ билан белгиласак,

$$\tau = \frac{F}{S} \qquad (11)$$

бўлади. Жисмни фикран қатламларга ажратайлик. Куч таъсирида бу қатламлар бир-бирига нисбатан силжиганлиги учун силжиш деформацияси дейилади (1.4.6-3- расм.). Деформация вақтида қатламлар φ бурчакка бурилсин. Силжиш d га тенг ва қатлам қалинлиги b га тенг деб, шаклдан

$$\gamma = \frac{d}{b} = tg\varphi \qquad (12)$$

ни ҳосил қиламиз. Одатда бу катталикни нисбий силжиш дейилади. Тажриба

$$\gamma = \frac{1}{G}\tau ,$$

нисбий силжиш тангенциал кучланишга тўгри пропорционал эканлигини кўрсатади. Бунда G - пропорционаллик коэфициенти бўлиб силжиш модули дейилади. Силжиш модули шундай катталикки, $\gamma G=\tau$ дан $\gamma=1$ яъни $tg\varphi=1$ ёки силжиш бурчаги $\varphi=45^0$ бўлгандаги кучланишга тенгдир.

в) **Бурилиш деформацияси.** Айтайлик, бирор думалоқ стержень берилган бўлсин. Бир учи маҳкамланган. Иккинчи учига айлантирувчи момент қўйилган. Бу куч моменти таъсирида стержень бирор φ бурчакка бурилади, эгилади.

Умуман олганда бурилиш деформацияси силжиш деформациясининг ўзидир. Ҳақиқатдан стерженни маълум қатламларга фикран ажратсак, бу қатламлар бир-бирига нисбатан бурилиб силжийди. Тегишли ҳисоблашлар бурилиш бурчаги

$$\varphi = \frac{2\ell}{\pi r^4 G} M \qquad (14)$$

эканлигини кўрсатади. Бунда ℓ - стержень узунлиги, r - радиус. Берилган стержень учун ℓ, r, G ўзгармас бўлганлигидан

$$\varphi = kM \qquad (15)$$

Бунда

$$k = \frac{2\ell}{\pi r^4 G} \qquad (16)$$

га тенгдир. (15) ифода бурилиш деформацияси учун Гук конунидир.

Формуладан кўринадики, бурилиш деформацияси айлантирувчи куч моментига тўғри пропорционалдир.

г) **Деформацияланган жисм энергияси.** Чўзилган ёки қисилган пружина маълум энергия захирасига, иш бажариш қобилиятига эга бўлади. Бу энергия жисм холатига боғлиқ бўлганлиги учун баъзан потенциал энергия хам дейилади. Эластик чўзилиш ёки қисилишдаги бажарилган иш (энергия)ни аниқлайлик. Эластик деформация вақтидаги F куч таъсирида жисм узайиши $\Delta\ell$ бўлсин. Бу мутлақ ўзгаришни x билан белгилаб (8) га асосан

$$F = kx = \frac{ES}{\ell}\cdot x$$

Бу кучнинг бажарган иши:

$$A = \int F dx = \int \frac{ES}{\ell} x dx = \frac{ES}{\ell}\frac{(\Delta\ell)^2}{2} = U$$

потенциал энергияга тенг. Охирги ифодани ℓ га кўпайтириб, бўлсак

$$U = \frac{ES\ell}{2}\left(\frac{\Delta\ell}{\ell}\right)^2 = \frac{Ev}{2}\varepsilon^2$$

хосил бўлади. Бизга маълумки, энергия зичлиги хажм бирлигидаги энергия билан аниқланади, яъни

$$W = \frac{U}{V}$$

У холда охирги ифодани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$W = \frac{E\varepsilon^2}{2} \tag{17}$$

бу чўзилишдаги эластик деформациянинг энергия зичлигидир. Худди шундай йўл билан силжиш деформациясининг энергия зичлигини аниқлаш мумкин:

$$W_c = \frac{G\cdot\gamma^2}{2} \tag{18}$$

Асосий формулалар

Ишқаланиш кучи	$f=kP$
Муҳитнинг қаршилик кучи	$f=-k\vartheta,\ f=-k'\vartheta^2$
Стокс кучи	$F_c=6\pi\eta\vartheta r$
Бутун олам тортилиш кучи	$F=\gamma\frac{m_1m_2}{r^2}$
Биринчи космик тезлик	$\vartheta_1=\sqrt{gR}$, $\vartheta_1=7{,}8$ км/с
Иккинчи космик тезлик	$\vartheta_2=\sqrt{2gR}$, $\vartheta_2=11{,}2$ км/с
Учинчи космик тезлик	$\vartheta_3=16{,}7$ км/с
Тўртинчи космик тезлик	$\vartheta_4\geq 285$ км/с
Гук қонуни	$F=-k\Delta\ell$

I.5. ҚАТТИҚ ЖИСМ МЕХАНИКАСИ

1.5.1. Айланма ҳаракатнинг асосий тенгламаси
1.5.2. Классик механикада импульс моментининг сақланиш қонуни
1.5.3. Инерциал бўлмаган системаларда ҳаракат

"Биз табиатни фақат қандай тузилганлигини ва табиат ҳодисалари қандай содир бўлишлигини билиш билан бирга ... нима учун табиат шундай, бошқача эмаслигини ҳам билишни хоҳлаймиз."

А.Эйнштейн

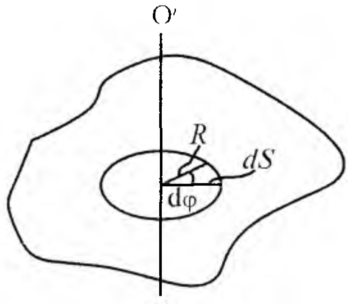
I.5.1. Айланма ҳаракатнинг асосий тенгламаси

Механик нуктаи назардан каттиқ жисм деганда уни ҳосил қилган зарралар вазияти бир-бирига нисбатан ўзгармайдиган жисмга айтилади.

Кўпинча қаттиқ жисмлар ҳаракатини ўрганишда мутлақ қаттиқ жисм моделидан фойдаланилади. Бунда куч таъсирида деформацияланмайдиган, яъни шакли ва ўлчамлари кучлар таъсирида ўзгармайдиган жисмлар мутлақ қаттиқ жисм дейилади. Бундай моделга асосан қаттиқ жисм ўзаро бир-бири билан маҳкам боғланган моддий нуқталар тўпламидир. Биз бундан кейин қаттиқ жисмлар ҳаракатини ўрганишда мутлақ қаттиқ жисм моделидан фойдаланамиз ва уни қисқа қилиб қаттиқ жисм деб атаймиз.

Умуман олганда қаттиқ жисм илгариланма ва айланма ҳаракат қилиши мумкин.

Ҳар қандай 00’ ўқ атрофида айланувчи мутлоқ қаттиқ жисмни ҳамма нуқталари маркази айланиш ўқида бўлган айланалар бўйлаб ҳаракатланади (I.5.1-1-расм). Бунда жисм айланма ҳаракат қилади.



1.5.1-1- расм.

Механикада ҳаракатни ўрганишда тезлик, тезланиш, куч, импульс, масса тушунчалари мухим бўлгани каби айланма ҳаракатларда бурчакли тезлик, бурчакли тезланиш, куч моменти, импульс моменти, инерция моменти ҳам асосий тушунчалардан ҳисобланади. Масалан, жисмни айланма ҳаракатга келтириш қобилиятини тавсифловчи катталик сифатида кучнинг берилган нуқтага ёки ўққа нисбатан куч моменти тушунчаси ишлатилади.

Дастлаб, берилган нуктага нисбатан куч моменти ва импульс моменти ҳамда инерция моменти тушунчалари билан танишайлик.

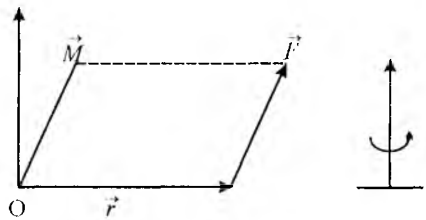
Бирор кўзғалмас О нукта берилган бўлсин. Берилган нуктадан куч қўйилган нуқтага ўтказилган радиус-вектор $\vec{r}$ га тенг дейлик. Одатда, $\vec{r}$ радиус-векторни $\vec{F}$ куч билан вектор кўпайтмаси $\vec{M}$, $\vec{F}$ кучни О нуқтага нисбатан моменти дейилади:

$$\vec{M} = [\vec{r}\vec{F}] \qquad (1)$$

$\vec{r}$ ва $\vec{F}$ векторлар 1.5.1-2 расм текислигида, $\vec{M}$ вектор бу текисликка тик, биздан расм текислиги томон йўналган. Катталиги векторларни кўпайтириш қоидасига асосан,

$$M = r \cdot f \sin\alpha \qquad (2)$$

га тенг, α-векторлар оралигидаги бурчак.



1.5.1-2- расм.

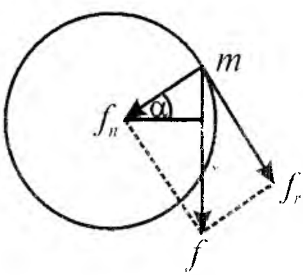
Худди шундай моддий нуқтанинг О нуқтага нисбатан импульс моменти деб $\vec{r}$ радиус-векторни $\vec{P}$ импульс билан вектор кўпайтмасидан иборат бўлган

$$\vec{L} = [\vec{r}\vec{P}] \qquad (3)$$

вектор катталикга айтилади. Бу ерда импульс моментининг сон қиймати

$$L = rPSin\alpha \qquad (4)$$

га тенг бўлиб, α - векторлар оралиғидаги бурчакдир.



1.5.1-3- расм.

Фараз қилайлик, m массали моддий нуқта r радиусли айлана бўйлаб ҳаракатланаётган бўлсин (1.5.1-3- расм). Ҳар қандай жисмнинг айланма ҳаракатида ихтиёрий нуқтаси бирор r радиусли айлана бўйлаб ҳаракат қилади. Моддий нуқтага таъсир қилаётган куч f га тенг бўлиб, бу кучни тангенциал ташкил этувчиси ҳосил қилган ҳаракат

$$f_\tau = f\cos\alpha = ma_\tau \qquad (5)$$

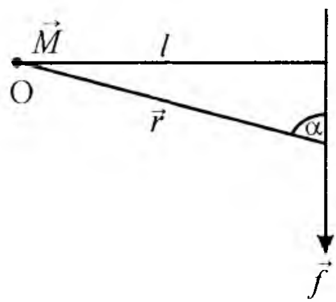
кўринишда ифодаланади. Агар $a_\tau = \beta r$ эканлигини ҳисобга олсак

$$f\cos\alpha = m\beta r$$

бўлади. Охирги ифоданинг ҳар иккала томонини r га кўпайтириб ёзамиз:

$$f\cdot r\cos\alpha = m\beta r^2$$

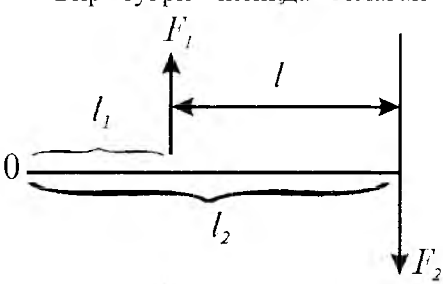
Бу ерда $l = r\cos\alpha$ - 0 нуқтадан куч йўналишига туширилган перпендикуляр бўлиб, одатда куч елкаси дейилади (1.5.1-4- расм.). Демак, куч елкасининг таъсир этувчи кучга кўпайтмаси куч моменти дейилади. Куч моментини M билан белгилаб, таърифга асосан қуйидагини ёзиш мумкин: мумкин:



1.5.1-4- расм.

$$M = f\cdot l$$

Бир тўғри чизиқда ётмаган бир-бирига тенг ва қарама-қарши йўналган параллел иккита куч жуфт куч дейилади (1.5.1-5- расм). Кучлар оралиғидаги энг қисқа масофа жуфт куч елкаси дейилади. Жуфт кучнинг 0 нуқтага нисбатан моменти бу нуқтани қаерда жойлашганлигига боғлиқ эмас. f_1 кучни 0 нуқтага нисбатан моменти $f_1\, l_1$, f_2 кучни 0 нуқтага нисбатан моменти $f_2\, l_2$ га тенг. Демак, натижавий момент



1.5.1-5- расм.

$$M = f(l_2 - l_1) = f\,l$$

Жуфт куч моментининг катталиги куч билан жуфт куч елкасининг кўпатмасига тенг экан. Унинг йўналиши парма қоидаси билан аниқланади.

Айланма ҳаракат қилаётган жисмнинг кинетик энергияси

$$\varepsilon = \frac{m\vartheta^2}{2}$$

га тенг дейлик. Бунга $\vartheta = \omega R$ чизиқли тезлик ифодасини қўйиб

$$\varepsilon = \frac{\omega^2}{2} mR^2$$

ифодага эга бўламиз. Агар айланма ҳаракатлар учун

$$J = mR^2 \qquad (6)$$

катталикни киритсак, жисмнинг кинетик энергияси

$$\varepsilon = \frac{J\omega^2}{2}$$

кўриниш олади. Бунда (6) ҳаракатдаги жисм массаси каби муҳим катталик бўлиб, одатда инерция моменти дейилади. Шундай қилиб, ҳаракатларни тўла тасвирлаш учун айланма ҳаракатларда масса тушунчаси ўрнига инерция моменти тушунчаси киритилади. Яъни, моддий нуқтанинг инерция моменти деб моддий нуқта массасининг айланиш марказидан моддий нуқтагача бўлган масофа квадрати кўпайтмасига айтилади.

Энди баъзи жисмларнинг инерция моментлари билан танишайлик. Жисмнинг бирор ўққа нисбатан инерция моменти деганда, уни ташкил қилган зарралар инерция моментларининг йиғидисини тушунамиз.

$$J = \sum \Delta m_i r_i^2$$

Агар жисм зичлиги $\rho = dm/dv$ бўлса, уни қуйидагича $J = \sum r^2 \rho dv$, йиғиндини интеграл билан алмаштириб, $J = \int \rho r^2 dv$ шаклида ёза оламиз. Бунда интеграл бутун ҳажм бўйича олинади.

Бир жинсли дисқнинг унинг текислигига тик марказидан ўтувчи ўққа нисбатан инерция моментини аниқлайлик (I.5.1-6-расм). Дискни dr қалинликдаги ҳалқасимон қатламларга ажратамиз. Бу қатлам ҳажми $dv=2\pi r dr b$ бўлиб, бунда b-диск қалинлиги. Жисмнинг инерция моменти

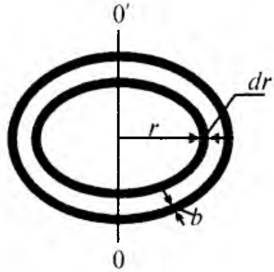
$$J = \int \rho r^2 dv = \int \rho r^2 2\pi b r\, dr$$

га тенг ва интеграл о дан R оралиғида ўзгаради, деб

$$J = 2\pi\rho b\int_0^R r^3 dr = \pi\rho b\frac{R^4}{2}$$

ни ҳосил қиламиз. Агар диск ҳажми $\pi r^2 b$ га тенг ва массаси $m=\rho\pi R^2 b$ эканлигини хисобга олсак, дискнинг марказидан ўтувчи ўққа нисбатан инерция моменти

$$J = \frac{mR^2}{2}$$



1.5.1-6- расм.

бўлади. Бу ерда инерция моментларини аниқлашда муҳим бўлган Штейнер теориемасини исботсиз келтириб ўтамиз.

Умуман исталган ўққа нисбатан инерция моменти J шу ўққа параллел бўлган ва жисм инерция марказидан ўтган ўққа нисбатан инерция моменти J_0 билан жисм массасининг ўқлар орасидаги масофа квадрати кўпайтмасининг йиғиндисига тенг:

$$J=J_0+mR^2$$

Дисканинг бирор ихтиёрий ўққа нисбатан инерция моменти Штейнер теоремасига асосан

$$J = \frac{mR^2}{2} + mR^2 = \frac{3}{2}mR^2$$

бўлади. Баъзи жисмларнинг инерция моментларини келтириб ўтамиз.

1. L узунликдаги бир жинсли стерженнинг ўртасидан перпендикуляр ўтган ўққа нисбатан инерция моменти

$$J = \frac{1}{12}m\ell^2$$

2. Бир жинсли тўғри бурчакли эни а, бўйи в бўлган жисмнинг марказидан ўтган ўққа нисбатан инерция моменти

$$J = \frac{1}{12} m\left(a^2 + b^2\right)$$

га тенг.

3. Айлана (ингичка ҳалқа) нинг марказидан ўтувчи ўққа нисбатан инерция моменти

$$J=ml^2$$

га тенг.

4. Шарнинг марказидан ўтувчи ўққа нисбатан инерция моменти

$$J = \frac{2}{5} mR^2$$

га тенг.

5. Дискнинг диаметри бўйлаб ўтувчи ўққа нисбатан инерция моменти

$$J = \frac{1}{4} mR^2$$

га тенг.

Бизга маълумки, айлаима ҳаракат қилаётган моддий нуқта ҳаракат тенгламаси (5) кўринишида ифодаланади.

Агар $M=frcos\alpha$ куч моменти эканлигиии ва $J=mr^2$ инерция моменти эканлигини ҳисобга олсак, айланма ҳаракатдаги моддий нуқтанинг ҳаракат теигламаси

$$M=J\beta \tag{7}$$

бўлади.

(7) дан кўринадики, $F=ma$ формулага ўхшаш бўлиб, айланма ҳаракатда куч ўрнига куч моменти, масса ўрнига инерция моменти, чизиқли тезланиш ўрнига бурчакли тезланиш ишлатилади. Шунинг учун бу тенглама айланма ҳаракатиинг асосий тенгламаси дейилади.

Юқорида қайд қилганимиздек, жисмнинг айлаима ҳаракатида куч моменти, инерция моменти тушунчалари билан биргаликда импульс моменти тушунчаси ҳам ишлатилади ва бу тушунчалар айланма ҳаракатни тўла тавсифлайди. Айланма ҳаракатнинг асосий тенгламасини қуйидагича ёзамиз:

$$M = J\beta = J\frac{d\omega}{dt} \tag{8}$$

Инерция моменти ўзгармас десак,

$$M = \frac{d(J\omega)}{dt} = \frac{d(m\vartheta r)}{dt}$$

бўлади. Бунда

$$L = m\vartheta r \tag{9}$$

белгилаш киритиб, охирги ифодани қуйидаги шаклда ёзамиз:

$$M = \frac{dL}{dt} \tag{10}$$

Одатда *(9)* катталикни импульс моменти дейилади.

Кучнинг радиус-векторга кўпайтмаси куч моментини берса, импульснинг радиус-векторга кўпайтмаси импульс моментини ҳосил қилади. Импульснинг вақт бўйича ҳосиласи кучга тенг бўлгани каби импульс моментининг вақт бўйича ҳосиласи куч моментига тенг экан (10) ифода ҳам айланма ҳаракатнинг асосий тенгламаси дейилади.

1.5.2 Классик механикада импульс моментиниг сақланиш қонуни

Маълумки, импульс моментининг сақланиш қонуни фазонинг изотроплигидан келиб чиқувчи табиатнинг энг умумий қонунларидан бири ҳисобланади. Бунда биз классик механика асосида яккаланган системаларда импульс моментининг сақланиш қонуни ўринли бўлишини кўрсатамиз.

Фараз қилайлик, текширилаётган система учта моддий нуқтадан иборат бўлсин. Ҳар бир моддий нуқта учун айланма ҳаракатнинг асосий тенгламасини ёзайлик:

$$\frac{dL_1}{dt} = M'_u + M'_T, \quad \frac{dL_2}{dt} = M''_u + M''_T, \quad \frac{dL_3}{dt} = M'''_u + M'''_T$$

бунда M'_u, M''_u, M'''_u —ички кучлар ҳосил қилган моментлар, M'_T, M''_T, M'''_T -ташқи кучлар ҳосил қилган моментлар. Бу тенгламаларни бир-бирига қўшиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\frac{d}{dt}\left(L_1 + L_2 + L_3\right) = M'_u + M''_u + M'''_u + M'_T + M''_T + M'''_T$$

Учта моддий нуқталардан тузилган системанинг импульс моменти $L = L_1 + L_2 + L_3$ га тенг бўлади. Иккита моддий нукта орасидаги ўзаро таъсир қарама-қарши бўлгани учун уларни бирор нуқтада ҳосил қилган моментлари қарама-қарши бўлиб, натижаси нолга тенг бўлади. Шунинг учун ички кучлар ҳосил қилган моментлар йиғиндиси нолга тенг. Ташқи кучлар ҳосил қилган момент

$$M = M'_T + M''_T + M'''_T$$

га тенг деб, охирги тенгламани қуйидагича ёзамиз:

$$\frac{dL}{dt} = M$$

Ёпиқ системаларда ташки кучлар ҳосил килган момент нолга тенг бўлганлигидан импульс моментининг вақтга боглик эмаслиги келиб чикади:

$$\frac{dL}{dt} = 0$$

ёки

L=const

Демак, ёпиқ системаларда импульс моменти ўзгармас экан. Бу ифода классик механикада импульс моментининг сақланиш қонуни дейилади. Импульс моментининг сақланиш қонунини қуйидагича ёзишимиз мумкин:

L= Jω =const

Жисм ҳаракат миқдори моменти $J\omega$ ўзгармасдан қолиши учун J ортса ω камайиши, J камайса ω ортиши керак.

Бу қонунни бевосита спортчининг думбалоқ ошиб сакраганда оёқ қўлларини йиғиб олишида кўриш мумкин ёки вертикал ўқ атрофида айланма ҳаракат қилаётган платформа (диск) устидаги одам ҳаракатида (қўлларни йиғиб, ёзиб юборишда) кузатиш мумкин. Қўлларни ёзишда инерция моменти ортади. Айланиш ω тезлиги камаяди. Қўллар йиғилганда инерция моемнти камаяди, бурчак тезлиги ортади. Натижада системанинг импульс моменти ўзгармайди.

1.5.3. Инерциал бўлмаган системаларда ҳаракат

Ноинерциал саноқ системалари деб, инерциал системаларга нисбатан тезланувчан ҳаракат қилувчи системаларга айтилади. Ноинерциал системаларда жисмга инерция кучлари деб аталувчи кучлар таъсир қилади. Инерциал саноқ системаларда ҳаракат қонунилари $F=ma$ тенглама билан ифодаланади. Ноинерциал саноқ системаларда ҳаракат қонунлари умуман олганда мураккаб бўлади. Ноинерциал саноқ системаларидаги ҳаракатларни

$$ma^{1}=f+f_{un}$$

кўринишида ифодалаш мумкин.

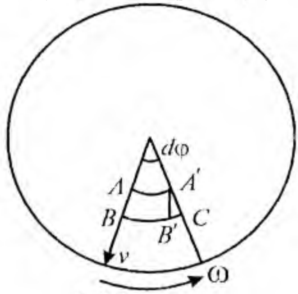
Инерция кучлари ҳосил бўлишини биз вагонда ўтирганимизда, вагон ўрнидан силжишида орқага оғишда, тўхтаётганда олдинга оғишда кузатамиз. Вагон шипига ипга боғланган шарча осилган бўлсин. Вагон тинч ёки текис ҳаракатда бўлса, шарчанинг оғирлик кучи ипнинг таранглик кучи билан мувозанатлашади. Агар вагон тезлашса ёки секинлашса, шарча вертикалдан оғишини кузатиш мумкин. Бундай оғишга инерция кучи сабаб бўлади. Баъзи бир инерция кучлари табиатини кўриб ўтайлик.

а) Марказдан қочма куч. Марказдан қочма куч тезланувчан ҳаракатдаги системалардагина намоён бўлиб, инерциал саноқ системаларида кузатилмайди. Масалан, ҳаракатдаги автобус бурила бошласа, унинг ичидаги одамга автобус бўйлаб ҳаракатида марказдан қочма куч таъсир қила бошлайди.

Ипга боғланган тош айлантирилганда тошга иккита куч таъсир этгандай бўлади. Биринчиси, марказга интилган таранглик кучи— марказга интилма куч бўлса, иккинчиси марказдан қочма кучдир. Бу кучлар тенг, қарама-қарши йўналган бўлади. Аслида жисмга фақат биргина марказга интилма куч таъсир қилиб, унинг таъсирида жисм тезланиш олади. Марказдан қочма куч фақат ҳаркатланаётган саноқ системасидагина мавжуд бўлади ва марказга интилма куч билан мувозанатлашади. Марказдан қочма куч катталигини топиш учун марказга интилма тезланишни жисм массасига кўпайтириш кифоядир:

$$f_m = \frac{m\vartheta^2}{R}$$

Марказдан қочма инерцион кучлар кийимларни куритишда - куритгичларда, сутлар каймоғини олишда - сепараторларда ва бошқаларда намоён бўлади.



1.5.4-1- расм.

б) Кориолис кучи. Вертикал ўқ атрофида ω бурчак тезлик билан ҳаракатланаётган диск берилган бўлсин (I.5.4-1-расм). Бунда жисм радиус бўйлаб дискка нисбатан ϑ тезлик билан ҳаракатлансин. Умуман олганда жисмнинг ҳаракати иккита ҳаракатдан иборат. Биринчисида dt вақт ичида радиус бўйлаб $\Delta l=AB=\vartheta \cdot dt$ йўл ўтади. Иккинчисида дискнинг айланма ҳаракати туфайли шу вақт ичида $\varphi=\omega dt$ бурчакка бурилади. Агар жисмнинг радиуси бўйлаб ҳаракатида тик тезланиши

$$a_n = \frac{\vartheta^2}{R}$$

деб ҳисобласак, унга $f = \dfrac{m\vartheta^2}{R}$ марказдан қочма инерциал куч таъсир қилади. Жисмга дискнинг айланма ҳаракатида иштирок қилгани учун A нуқтага келтирувчи тезликка тик йўналган куч таъсир қилади. A нуқтада жисмнинг чизиқли тезлиги ϑ бўлсин. Агар жисм фақат ω бурчакли тезликка эга бўлганда AA' ёйни чизиб, A' нуқтага келади. Жисм ҳам ω бурчакли, ҳам ϑ чизиқли тезликларда иштирок этганлиги учун B' нуқтага келиши керак. Ҳақиқатда эса жисм шу вақт ичида C нуқтага келиб қолади. Бунга жисм марказдан узоқлашган сари ϑ чизиқли тезлиги ортиши сабаб бўлади. Демак, жисм тезланишга эга бўлади. Бу тезланиш туфайли жисм dt вақт ичида қўшимча ds йўл ўтади. Расмдан

$$\Delta s = A'B'\Delta\varphi, \qquad AB = A'B' = \Delta l = \vartheta dt$$

эканлигидан

$$\Delta s = \vartheta \cdot \omega(dt)^2$$

бўлади. Бизга маълумки, $\Delta s = \dfrac{a(dt)^2}{2}$ буларни таққослаб $a = 2\omega\vartheta$ ни ҳосил қиламиз. Таъсир этувчи куч эса, тезланишни жисм массасига кўпайтириш билан топилади:

$$f_к = 2m\omega\vartheta.$$

Бу куч таъсирида жисм C нуқтага келади. Бу кучни Кориолис кучи дейилади. Демак, Кориолис кучи айланма ҳаракат қилаётган жисмга таъсир қилувчи, катталиги $f_к = 2m\omega\vartheta$ га тенг инерцион кучдир. Ернинг ўз ўқи атрофида айланма ҳаракати натижасида Кориолис кучи ҳосил бўлишини кузатиш мумкин. Масалан, Шимолий ярим шардаги дарёлар ўнг қирғоғи, Жанубий ярим шарда чап қирғоғи ювилган бўлади (Берр қонуни). Ҳудди шундай поезд ҳаракатида ҳам юқоридагидек, шимолда ўнг томондаги рельс, жанубда чап томондаги рельс кўпроқ емирилган бўлади. Ернинг ўз ўқи атрофида айланиши натижасида инерцион кучнинг ҳосил бўлишини жисмнинг вертикалдан тушишида, оғишида ҳам кузатилади. Ҳақиқатан ҳам, эркин тушаётган жисмга оғирлик кучи, марказдан қочма куч, Кориолис кучлари таъсир қилади. Бу кучлар таъсирида жисм шарққа томон бир оз оғади. Масалан, 45^0 кенгликда 80 м баландликдан 4 секундда тушган жисм шарққа томон 3 см га силжийди.

Асосий формулалар

Куч моменти	$M = fl$
Инерция моменти	$J = mr^2$
Бир жинсли диск марказидан ўтган ўққа нисбатан инерция моменти	$J = \dfrac{mR^2}{r}$
Штейнер теоремаси	$J = J_o + mR^2$
Айланма ҳаракатининг динамик тенгламаси	$M = J\beta$
Импульс моменти	$L = m\vartheta r$

Айланма ҳаракатнинг асосий тенгламаси	$M = \frac{dL}{dt}$
Импульс моментининг сақланиш қонуни	$L = const, J\omega = const$
Маркадан қочма куч	$f_м = \frac{m\vartheta^2}{R}$
Кориолис кучи	$f_к = 2m\omega\vartheta$

1.6. СУЮҚЛИК ВА ГАЗЛАР МЕХАНИКАСИ

I.6.1. Гидроаэродинамик тушуичалар
I.6.2. Оқим чизиқлари. Оқимнинг узлуксизлиги
I.6.3. Бериулли тенгламаси
I.6.4. Суюқликларда ва газларда жисмларниг ҳаракати
I.6.5. Аэродинамик кучлар

«...Табиатда муайян бир қонунга бўйсунмайдиган битта ҳам ҳаракат, битта ҳам ҳодиса бўлмайди. Ҳамма нарсанинг қонуни бор. Фақат бу қонунларнинг баъзилари бизга ҳали маълум эмас ва улар муайян бир ҳодисалар учун таърифлаб берилган эмас. Механика қонунлари бизга ҳамма нарсадан кўпроқ маълум ва ҳаммадан аниқроқ таърифланади. Бу қонунлар хусусида ўқимишли шахслар ўртасида заррача мунозара чиқиши мумкин эмас, чунки бу қонунлар математиканинг ҳақиқатларига асосланган. Одам қўли билан яратилган ҳар қандай учиш машинасининг кучи ва ҳаракатини изоҳловчи қонун ҳам ана шу ҳақиқатларга асосланади».

П.Зарубин, рус олими

I.6.1. Гидроаэродинамик тушунчалар

Табиатдаги ҳаракатларнинг кўпчилиги бирор муҳит ичида юз беради. Айниқса Ердаги барча жисмларнинг механик ҳаракатлари суюқлик ва газ ҳолатидаги ҳар хил муҳит ичида содир бўлади. Жисмларнинг бундай ҳаракатида муҳит таъсирини ҳисобга олишга тўғри келади. Масалан, сув ости кемаси, самолёт, отилган ўқ ва ҳоказо каби ҳаракатларда муҳитнинг таъсири мухимдир. Бундан ташкари ҳаракатлар ўз навбатида муҳитга таъсир килади. Буниг натижасида муҳит ҳам ҳаракатга келади, яъни муҳит катламларида маълум ҳаракатлар, оқимлар ҳосил бўлади. Бундай ҳаракатлар бошка сабабларга кўра ҳам ҳосил бўлиши мумкин. Шунинг учун суюқлик ва газлардан иборат бўлган муҳитнинг хусусиятлари ҳаракатланаётган жисмга муҳит томонидан кўрсатилаётган таъсирга кўра аниқланади.

Суюқлик ва газлардан иборат муҳитнинг асосий хусусиятлари унинг ёпишқоқлиги ва сиқилувчанлигидир. Муҳит қатламларининг бир-бирига нисбатан тезликлари ҳар хил бўлганда бу қатламлар оралиғида ҳаракатга қаршилик қилувчи куч ҳосил бўлади. Ҳаракатга қаршилик қилувчи бу куч ички ишқаланиш кучи дейилади ва муҳит ёпишқоқлигини белгилайди. Муҳитни ички ишкаланиш кучи таъсирида намоён бўлувчи хусусияти ёпишқоқлик дейилади. Ташқи кучлар таъсирида муҳит ҳажмининг нисбий камайиш хусусияти сиқилувчанлик дейилади.

Муҳитда ҳаракатланаётган ҳар қаидай жисм муҳит қаршилигини енгиш учун энергия сарфлайди. Шунинг учун муҳит ичида жисм ҳаракатини таъминлашда энг кам энергия сарфлашга ҳаракат қилинади. Бунинг учун муҳит ва жисм хусусиятларини ўрганишдан ташкари муҳит ва жисмлар ҳаракатини ҳамда ҳаракатга қаршилик қилувчи куч нималарга боғлиқ бўлишини билиш талаб қилинади.

Суюқликлар ҳаракати ва уларда ҳаракатга таъсир этувчи кучлар табиати билан гидродинамика шугулланади. Газсимон муҳитлар ҳаракати ва уларда ҳаракатга таъсир этувчи кучлар табиати билан аэродинамика шуғулланади.

Суюқлик ва газларнинг ҳаракат конунлари хамда уларда жисм ҳаракати натижасида юзага келувчи узаро таъсир кучлари табиатини муҳитнинг молекуляр тузилишига эътибор бермай текширадиган физиканинг бир бўлими гидроаэродинамика дейилади.

Суюқлик ва газлар ҳаракатини ўрганишда масалани соддлаштириш учун мутлоқ ёпишмайдиган, сиқилмайдиган муҳит тушунчасидан фойдаланилади. Масалан, суюқликлар ҳаракатини ўрганишда ишқаланиш кучлар мутлоқо бўлмаган ва мутлоқ сиқилмас - идеал суюқлик тушунчаси анча кулайдир. Лекин реал суюқликлар ҳаракати идеал суюқлик харакатидан фарқ қилиб, амалда буни ҳисобга олишга тўғри келади. Кўп холларда суюқлик ҳақидаги қонуниятлар газлар учун хам ўринли бўлиб биз суюқликни баъзи хоссаларини ўрганиш билан чекланамиз.

Табиатни ўрганиш ва техник масалаларни ҳал этишда микро ва макроскопик жараёнларни чукуррок ва кенгроқ тавсифлаш учун янги моделлар яратиш зарурияти туғилади.

Гидроаэродинамика масаларини ҳал этишда ҳам реал нарсани узида акс этирувчи содда нусхаси - модели танлаб олинади. Бундай идеал моделларни қанчалик тўғри олинганлигини тажриба натижаларига қараб баҳоланади. Муҳитнинг узлуксизлиги, туташлиги хақидаги фаразга асосланиб идеаллаштириш билан хосил килинган модел ана шундай моделлардан биридир.

Ҳар бир жисм маълум турдаги элементар зарралар (атом ва молекулалар)дан тузилган. Жисмни ҳосил қилувчи зарралар берилган хажмда шунчали кўпки фазонинг жисм эгаллаган кисмини бу зарралар узлуксиз тўлдирган бўлади. Шунинг учун фазонинг бу сохасини туташ муҳит дейилади. Бундай жисмлар ҳар хил фазали: газ, суюқ, қаттиқ холатларда бўлиши мумкин бўлган туташ муҳит хисобланади.

Ёки ҳар бир муҳит атом, молекула, ион ва бошка зарраларидан тузилган, бу зарралар бир-бирлари билан ўз ўлчамларига нисбатан бир неча марта катта масофаларда эркин, хаотик ҳаракатларда иштирок этади десак бу муҳит дискрет, узлукли хисобланади. Агар зарраларининг эркин чопиш масофаси l га тенг бўлган муҳит учун

$$\frac{l}{L} < 1$$

шарт бажарилса, бундай муҳит фазони узлуксиз тулдирувчи, туташ муҳит деб хисобланади. Бунда l - эркин чопиш масофаси, L - характерли катталик. Баъзан бундай моделга асосланган суюқлик ва газлар механикаси туташ муҳитлар механикаси дейилади.

Ҳар қандай моддий жисм газ, суюқ, қаттиқ жисмлар каби муҳитнинг махсус тури майдонни ҳам туташ муҳит деб қараш мумкин. Бундай қарашнинг юзага келишига сабаб хозирги вақтда назарий ва амалий тажрибалар асосида газ, суюқ, қаттиқ жисм, плазма, майдон ҳаракати ва унинг мувозанатли ҳолати хақида етарли маълумотларга эга бўлиб, туташ муҳит модели тажрибага мос келишидир.

Туташ муҳит механикасида ҳаракатни бир қийматли тавсифловчи асосий тушунчалар киритилади. Бундай тушунчалар сифатида тезликлар майдони, температура, циркуляция ва бошқаларни олиш мумкин. Бундай тушунчаларга асосланган туташ муҳитлар механикаси муҳит ва жисмларнинг ҳаракат қонунларини ва хусусиятларини механик ёки математик масала сифатида ўрганади.

Туташ муҳит деб ҳисобланувчи суюқлик ва газлардаги макроскопик ҳаракатлар, яъни суюқ ва газларнинг мувозанатсиз ҳолати сақланиш қонунлари асосида тавсифланади. Бошқача айтганда, туташ муҳитлар учун гидродинамика тенгламалари масса, импульс, энергиянинг сақланиш қонунлари кўринишида ифодаланади.

Гидродинамикада массанинг сақланиш қонуни қуйидагича таърифланади: Вақт бирлиги ичида бирор хажмдаги массанинг ўзгариши шу хажмни чегараловчи сиртдан ўтувчи масса оқимига тенг бўлади.

Кундаланг кесими S га тенг найсимон идишдаги суюқлик ҳаракатида, унинг ҳаракат йўналишига тик сиртдан вақт бирлигида $\vec{S} \cdot \vec{\vartheta}$ хажмга тенг суюқлик ўтса суюқлик массаси сон жихатдан $\rho\vartheta S$ га тенг бўлади. Иккинчи томондан вақт бирлиги ичида V хажмдаги ρ зичликка эга бўлган суюқлик массасининг камайиши

$$-\frac{\Delta}{\Delta t}m=-\frac{\Delta}{\Delta t}\rho V$$

га тенг десак юқоридаги таърифга кўра вақт бирлигида бирор хажмдаги массани камайиши шу хажмни чегараловчи сиртдан чиқувчи масса оқимига тенг бўлиши керак:

$$-\frac{\Delta}{\Delta t}\rho V=\rho\vartheta s$$

Бу ерда минус ишора - массанинг камайишини билдиради. Юқоридаги ифодани

$$\frac{\Delta}{\Delta t}\rho V+\rho\vartheta s=0 \tag{1}$$

кўринишда ёзиш мумкин бўлиб, одатда бу ифода гидродинамикада массанинг сақланиш қонуни дейилади. Кўпинча гидродинамикада массанинг сақланиш қонуни

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\mathrm{div}\rho\vec{\vartheta}=0 \tag{2}$$

дифференциал тенглама шаклида ифодаланади.

Импульсни сақланиш қонунини шундай таърифлаш мумкин: Берилган ҳажмдаги ҳаракат микдорининг ўзгариши унга қўйилган куч импульсига тенг:

$$\frac{\partial P}{\partial t}=F$$

V ҳажмдаги муҳитнинг ҳаракат микдори

$$P=m\vartheta=\int\rho\vec{\vartheta}dv$$

га тенг бўлса юқоридаги ифодани

$$\frac{dp}{dt}=\frac{d}{dt}\int\rho\vec{\vartheta}dv=F \tag{3}$$

кўринишда ёзиш мумкин.

Гидродинамикада таъсир этувчи куч икки қисмдан иборат деб қаралади. Муҳитнинг бутун ҳажми бўйича таъсир этувчи (электромагнит, инерцион, гравитацион) кучлар бўлиб ҳажм кучлари дейилади. Ҳажм кучлари бирлик ҳажмга таъсир этувчи куч эмас, балки бирлик массага таъсир этувчи куч сифатида олинади. Агар ρ суюқлик зичлиги бўлса, g- бирлик массага (1 грамм моддага) таъсир этувчи куч десак, ρg 1 $см^3$ моддага таъсир этувчи ҳажм кучидир. Шунинг учун V ҳажмли муҳитга таъсир этувчи ҳажм кучи

$$F_x = \int \rho g d\text{v}$$

га тенг бўлади.

Энг оддий ҳол бирлик юзага қўйилган куч босимга тенг бўлса, V ҳажмли муҳит сиртига қўйилган сирт кучи

$$F_c = \int \nabla p d\text{v}$$

га тенг деб $\left(\nabla = \frac{\partial}{\partial x}\right)$ олинади. Юқоридагиларни ҳисобга олиб (3) ни шундай ёзиш мумкин:

$$\frac{d}{dt}\int \rho \vec{\vartheta} d\text{v} = \int (\rho g + \nabla p) d\text{v}$$

муҳит зичлиги ўзгармас ва интеграл фақат ҳажм бўйича олинади деб

$$\frac{\rho d\vartheta}{dt}\int d\text{v} = (\rho g + \nabla p)\int d\text{v}$$

ёки

$$\rho \frac{d\vartheta}{dt} = \rho g + \nabla p \tag{4}$$

ни ҳосил қиламиз. (4) тенглама гидродинамикада импульснинг сақланиш қонуни бўлиб, суюқлик ҳаракатининг асосий тенгламаси ҳисобланади.

Энергиянинг сақланиш қонунига асосан V ҳажмли муҳитнинг тўла энергияси фақатгина бу ҳажмни чегараловчи сиртдан оқиб чиқувчи ёки кирувчи энергия ҳисобигагина ўзгариши мумкин. V ҳажмли муҳитнинг тўла энергияси

$$\int_V \rho\left(\varepsilon + \frac{\vartheta^2}{2}\right) d\text{v}$$

га тенг бўлсин. Бу ерда ε - бирлик массага тўғри келган ички энергия, $\frac{\vartheta^2}{2}$ - бирлик массага тўғри келган кинетик энергия. Текширилаётган V ҳажмдаги суюқлик энергиясининг ўзгариши

$$\frac{d}{dt}\int_{v}\rho\left(\varepsilon+\frac{\vartheta^2}{2}\right)dv$$

га тенг бўлади. Бу эса бирлик вақт ичида ташқи кучларнинг бажарган ишларининг йиғиндисига тенгдир.

$$\frac{d}{dt}\int_{v}\rho\left(\varepsilon+\frac{\vartheta^2}{2}\right)dv=E_1-E_2=A \tag{5}$$

(5) ифода гидродинамикада энергиянинг сақланиш қонуни дейилади.

1.6.2. Оқим чизиқлари. Оқимнинг узлуксизлиги

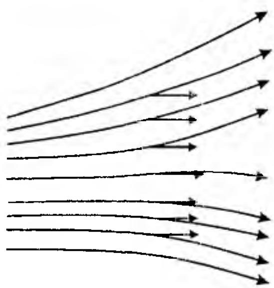
Туташ муҳит деб ҳисобланувчи суюқлик ва газлар ҳаракатини тавсифлашда фазо ёки муҳитнинг ҳар бир нуқтасидаги уларни тавсифловчи катталик қийматларининг берилиши билан аниқланганлиги сабабли майдон тушунчасидан фойдаланилади. Ҳаракатни миқдорий кинематик тавсифлашда x,y,z координаталар ва вақтнинг функцияси бўлган вектор фукция $\vartheta(x,y,z,t)$ тезликни тақсимланишини берилиши билан масала тўла ҳал этилган бўлади.

Суюқликнинг ҳар бир нуқтасига мос қилиб олинган тезлик вектори қийматларининг маълум соҳаси тезлик вектори майдонини ҳосил қилади. Бошқача айтганда, суюқлик тезликлари тақсимотининг оний манзараси ҳосил қилинган бўлади. Маълумки, ҳар қандай майдон учун, шу жумладан тезлик вектори майдони учун ҳам оқим ва циркуляция тушунчалари умумийдир. S сиртдан ўтувчи $\vec{\vartheta}(r)$ вектор оқим $\vartheta_n S$ га тенг бўлади. Бу ерда S - сирт юзи, $\vartheta_n-\vec{\vartheta}$ векторни сиртга ўтказилган тик бўйича ташкил этувчиси. l эгри чизиқ бўйича $\vec{\vartheta}$ векторни циркуляцияси $\vartheta_\tau\cdot l$ га тенг бўлади. Бу ерда l - айланиб ўтиш йўналишидаги эгри чизиқ узунлиги. $\vartheta_\tau-\vec{\vartheta}$ векторни (тангенциал) уринма ташкил этувчиси.

Суюқликни ташкил этувчи зарралар ҳаракатини тавсифлашда оқим тушунчасидан фойдаланиш анча кулай ҳисобланади. Бунинг учуи суюқликнинг найсимон идишдаги ҳаракатини

ҳаракатини кузатамиз. Суюқликнинг ҳаракат йўналишига тик сиртии, найнинг кўндаланг кесимини S билан белгилаймиз. Бунда сирт нормалининг йўналиши суюқлик ҳаракат йўналиши, яъни тезлик йўналиши билан бир хил бўлади. Сиртни ҳамма нуқталаридаги суюқлик тезлиги бир хил ϑ га тенг бўлсин. Δt вақт ичида сиртдан оқим найининг $\Delta l = \vartheta\Delta t$ қисмидаги барча суюқлик зарралари ўтган бўлади. Бу сиртдан Δt вақтда ўтган суюқлик хажми $S\vartheta\Delta t$ га тенг бўлса, вақт бирлигида сиртдан $S\vartheta$ га тенг суюқлик миқдори ўтган бўлади. Одатда бу катталикни S сиртдан ўтган суюқлик оқими қисқача оқим дейилади. Юқоридаги ифода векторларни скаляр кўпайтмасига асосан $\vec{\vartheta}\vec{S} = \vartheta \cdot S\cos(\vartheta\,\hat{}\,S) = \vartheta S$ дан келиб чиқади.

Электр ва магнит майдонларни кўргазмали қилиб майдон куч чизиқлари ёрдамида тасвирлаш мумкин бўлгани каби тезлик вектори майдонида суюқликни оқим чизиқлари ёрдамида тасвирлаш мумкин. Оқим чизиқлари деб шундай чизиқларга айтиладики, унинг ҳар бир нуқтасига ўтказилган уринма шу нуқтада суюқлик тезлигининг йўналишига мос келади (I.6.2-1-расм). Оқим чизиқларининг зичлиги оқим тезлигига (мутаносиб) тўғри пропорционал деган шарт ёрдамида аниқланади. Бошқача айтганда, оқим тезлиги катта бўлган жойларда оқим чизиқлари зич, қуюқ, аксинча оқим тезлиги кичик бўлган жойлардаги оқим чизиқлари сийрак қилиб чизилади. Бунда оқим чизиқларининг зичлиги сон жиҳатдан оқимга тик сирт бирлигидан ўтган оқим чизиқлари сонига тенг бўлиб шу нуқтадаги оқим катталигини тавсифлайди.



1.6.2-1- расм.

Суюқликнинг ҳар бир нуқтасида тезлик вектори ўзгармаса бундай оқимни турғун, барқарор, стационар оқим дейилади. Таърифдан кўринадики, суюқлик оқими стационар бўлганда унинг ҳамма нуқталаридаги тезлиги вақт ўтиши билан ўзгармайди. Оқим тезлиги стационар оқимда ўзгармас экан шартга асосан оқим чизиқларининг манзараси ҳам ўзгармайди. Бунинг маъноси шуки, стационар оқимда оқим чизиғи ҳеч қаерда узилишга эга эмас, яъни оқимни ҳамма жойи узлуксиз. Бундай оқимда оқим чизиқлари суюқлик зарраларининг ҳаракат траекториялари билан устма-уст тушади. Оқим стационар бўлмаса, оқим чизиқларининг манзараси вақт ўтиши билан узлуксиз ўзгариб туради.

Юқоридагиларга асосланиб қуйидаги хулосага келиш мумкин: вақт ўтиши билан оқим чизиқлари ўзгармаса суюқликни бундай оқими стационар оқим, суюқликнинг ҳаракатига стационар ҳаракат дейилади. Бунда суюлиқ тезлиги фақат координаталарга боғлиқ бўлади: $\vec{\vartheta} = f(\vec{r})$.

Вақт ўтиш билан оқим чизиқлари ўзгарувчи суюқлик оқимини ностационар оқим, суюқлик ҳаракатини ностационар ҳаракат дейилади. Бунда суюқлик тезлиги координата ва вақтга боғлиқ бўлади: $\vec{\vartheta} = f(\vec{r}, t)$. Бу ифода, умуман олганда суюқликнинг ҳаракат тенгламаси бўлиб, бунда $\vec{r}$ - кузатилаётган нуқтанинг радиус-вектори, t- вақтдир.

Стационар оқим ҳосил қилувчи найсимон идиш ичидаги суюқлик ҳаракатини кузатайлик. Оқим чизиқлари билан чегараланган суюқлик қисми оқим найини ҳосил қилади. Бундай оқимда суюқликнинг оқимга тик ҳар қандай сиртидаги барча нуқталарининг оқим тезликлари бир хилдир. Юқорида айтилганидек S_1 сиртдан вақт бирлигида ўтган суюқлик оқими $\vartheta_1 S_1$ га тенг бўлади. Бу ерда ϑ_1 - суюқликнинг S_1 сиртидаги тезлиги. Оқим найининг S_2 кўндаланг кесимидан вақт бирлигида ўтган суюқлик оқими $\vartheta_2 S_2$ бўлади. Бу ерда ϑ_2 - суюқликнинг S_2 сиртдаги тезлиги. Оқим найини етарлича ингичка қилиб олиш билан унинг кўндаланг кесим юзидаги ҳамма нуқталарни тезликларини бир хил қилишга эришилади, яъни суюқликнинг стационар оқими ҳосил қилинади.

Оқим найининг $S_1 S_2$ сиртлар билан чегараланган $\Delta\ell = \vartheta\Delta t$ узунликка эга бўлган қисмининг ҳажми V_0 га тенг бўлсин. Бундай ҳажмдаги суюқлик миқдори ўзгармаслиги учун массани сақланиш қонунига асосан S_1 сиртга кираётган суюқлик миқдори S_2 сиртдан чиқаётган суюқлик миқдорига тенг бўлиши керак, яъни гидродинамикада массанинг сақланиш қонунига тенгламага асосан

$$\frac{\Delta}{\Delta t}\rho_1 V_0 + \rho_1 \vartheta_1 S_1 = \frac{\Delta}{\Delta t}\rho_2 V_0 + \rho_2 \vartheta_2 S_2 \qquad (1)$$

бўлади. Идеал суюқликлар учун унинг ҳамма қисмида зичликлари бир хил бўлади, $\rho_1 = \rho_2$ эканлигидан (1) ифодани шундай ёзамиз:

$$\frac{\Delta}{\Delta t}\rho V_0 + \rho \vartheta_1 S_1 = \frac{\Delta}{\Delta t}\rho V_0 + \rho \vartheta_2 S_2$$

ёки

$$\vartheta_1 S_1 = \vartheta_2 S_2$$

Оқим найининг исталган кўндаланг кесимидан бирлик вақт ичида ўтаётган оқим учун

$$\vartheta S = \text{const} \qquad (2)$$

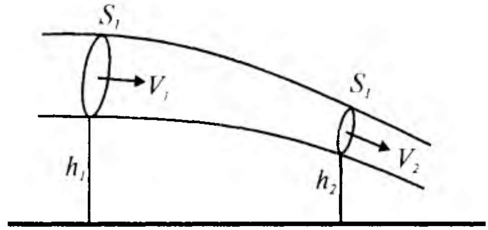
ифодани ҳосил қиламиз. (2) формуладан кўринадики, идеал суюқликнинг оқим тезлигини оқимнинг кўндаланг кесимига кўпайтмаси суюқлик оқими учун ўзгармас катталик бўлиб, одатда бу ифодани оқимнинг узлуксизлик тенгламаси дейилади. (2) ни қуйидагича ёзиб

$$\frac{\vartheta_1}{\vartheta_2} = \frac{S_2}{S_1}$$

Оқим найининг кўндаланг кесими қанча кичик бўлса ундаги суюқлик тезлиги шунча катта ва аксинча кўндаланг кесим юзи катта жойлардаги суюқлик тезлиги кичик қийматга эга бўлишини кўриш мумкин.

1.6.3. Бернулли тенгламаси

Идеал суюқликнинг оғирлик кучи майдонидаги стационар оқимни кузатайлик. Оқим найининг S_1 кўндаланг кесимидаги тезлиги ϑ_1, S_2 кўндаланг кесимидаги тезлиги ϑ_2 га тенг бўлсин. Оқим найида олинган S_1 ,S_2 сиртлар горизонтал сатҳдан h_1, h_2 баландликларда жойлашган, деб ҳисоблайлик (1.6.3-1- расм). Δt вақт ичида S_1 сиртдан асоси S_1, баландлиги $\vartheta\Delta t$ га тенг цилиндр ҳажмидаги суюқлик ўтади. Шунинг учун S_1 юзадан ўтган Δt вақт ичидаги суюқлик массаси $m_1=\rho_1\vartheta_1 S_1\Delta t$ га тенг бўлади. Бу ерда ρ_1 - S_1 сиртдаги суюқлик зичлиги, ϑ_1- суюқлик тезлиги. Шу вақт ичида S_2 сиртдан ўтган суюқлик массаси $m_2=\rho_2\vartheta_2 S_2\Delta t$ га тенгдир. Бунда ρ_2 - S_2 сиртдаги суюқлик зичлиги, ϑ_2 - суюқлик тезлиги.



1.6.3-1- расм.

Горизонтал сатҳдан маълум баландликдаги, оқим найининг сиртидан ўтаётган суюқлик ҳаракатида унинг бирлик ҳажмига тўғри келган массаси маълум бир кинетик ва потенциал энергияларга эга бўлади. Шунинг учун S_1 сиртдан ўтувчи бирлик ҳажмдаги суюқлик массаси куйидаги механик энергияга эга:

$$E_1 = \frac{\rho_1\vartheta_1^2}{2} + \rho_1 g\, h_1 \tag{1}$$

S_2 сиртдан ўтувчи бирлик ҳажмдаги суюқлик массаси

$$E_2 = \frac{\rho_2\vartheta_2^2}{2} + \rho_2 g h_2 \tag{2}$$

механик энергияга эга бўлади. Энергиянинг сақланиш қонунига асосан энергиянинг ўзгариши бажарилган ишга тенг:

$$E_2 - E_1 = A \tag{3}$$

Энергиянинг ўзгаришига сабаб бўлган иш ташқи кучлар ҳисобига бажарилган бўлиши керак. Бу ишни нимага тенглигини аниқлайлик.

Узлуксизлик тенгламасидан кўринадики, оқим найи кўндаланг кесимининг ўзгариши билан суюқлик зарраларининг тезликлари ўзгаради, яъни суюқлик зарралари тезланиш олади. Маълумки, тезланиш мавжуд экан унга бирор куч таъсир этаётган бўлади. Буни, оқим найида тезликнинг ўзгаришини най ўқи бўйлаб суюқлик босимларининг ҳар хил бўлиши билан тушунтириш мумкин. Бошқача айтганда, суюқлик зарраларининг тезланишига сабаб бўлувчи куч оқим найининг турли жойларида суюқликлардаги босимлар фарқи мавжудлигидан келиб чиқади. Шунинг учун оқим найининг S_1 сиртига таъсир қилаётган суюқлик босими P_1, S_2 сиртига таъсир қилаётган босим P_2 га тенг бўлса, сиртларга таъсир этувчи кучлар

$$f_1=P_1S_1 \tag{4}$$

$$f_2=-P_2S_2 \tag{5}$$

ларга тенг бўлади. Бу ерда биринчи куч суюқлик оқими билан бир хил йўналган бўлиб, иккинчиси суюқлик оқимига тескари йўналгандир. Бундан ташқари суюқликнинг ён деворларига берилган куч оқимга тик йўналган бўлиб, суюқлик сиқилмас десак, унга таъсир қилувчи кучлар ўзаро тенг ва қарама-қарши йўналганлигидан уларни натижали таъсири нолга тенг деб ҳисобланади. Суюқликларни ҳаракатига сабаб бўлган f_1, f_2 кучларни бажарган ишлари:

$$A=A_1+A_2 \tag{6}$$

га тенг. Ёки f_1 кучни бажарган иши:

$$A_1=f_1\Delta l=P_1S_1\vartheta_1\Delta t \tag{7}$$

f_2 кучни бажарган иши:

$$A_2=-f_2\Delta l=-P_2S_2\vartheta_2\Delta t \tag{8}$$

га тенг бўлади. Юқоридагилардан фойдаланиб ташқи кучлар томонидан бажарилган иш ифодасини топамиз:

$$A=P_1S_1\vartheta_1\Delta t-P_2S_2\vartheta_2\Delta t \tag{9}$$

Энергиянинг сақланиш қонунига асосан (1), (2), ва (10) ларни ҳисобга олиб куйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$\frac{\rho_2\vartheta_2^2}{2}+\rho_2gh_2-\frac{\rho_1\vartheta_1^2}{2}-\rho_1gh_1=P_1-P_2$$

ёки

$$\frac{\rho_1\vartheta_1^2}{2}+\rho_1gh_1+P_1=\frac{\rho_2\vartheta_2^2}{2}+\rho_2gh_2+P_2$$

эканлиги келиб чиқади. Бу тенгламани оқим найининг ихтиёрий S_1, S_2 сиртлари учун ўринли деб умумлаштириб

$$\frac{\rho\vartheta^2}{2}+\rho gh+P=const \tag{10}$$

кўринишдаги тенгламани ҳосил қиламиз. Демак идеал суюқликнинг стационар оқими (11) қонуниятни қаноатлантиради. Бу хулоса ўзининг маъносига кўра суюқликлар ҳаракатида суюқликлар ҳаракатида энергиянинг сақланиш қонунини ифодалайди ва бу ифода Бернулли тенгламаси дейилади.

h баландликка эга бўлган *F* оғирликдаги суюқлик устуни *S* кўндаланг кесим юзасига

$$P = \frac{F}{S} \qquad (11)$$

га тенг босим беради. Суюқлик устунининг оғирлик кучи ҳосил қилган босим гидростатик босим дейилади, яъни суюқликнинг оғирлиги туфайли вужудга келган суюқлик босими гидростатик босим дейилади. Суюқликнинг оғирлик кучи $F= d{\cdot}V= d{\cdot}S{\cdot}h$ га тенг. Бу ерда *d*- суюқликнинг солиштирма оғирлиги, *V*- суюқлик эгаллаган ҳажм, *h*- суюқлик устунининг баландлиги. Буларни ҳисобга олиб гидростатик босимни

$$P = \frac{dSh}{S} = dh$$

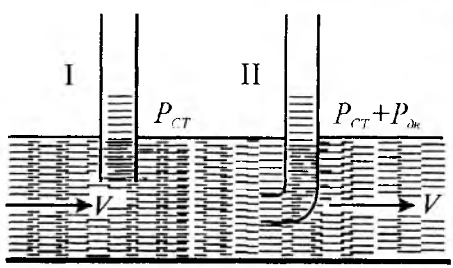
ёки $d=\rho g$ эканлигидан

$$P= \rho gh$$

га тенглигини топамиз. Бу ерда ρ - суюқликнинг зичлиги, *g* - эркин тушиш тезланиши. Демак Бернулли тенгламасидаги иккинчи ҳад ρgh оғирлик кучи майдонидаги суюқликнинг гидростатик босимини ифодалар экан.

Горизонтал жойлашган оқим найи учун Бернулли тенгламасини ёзамиз:

$$\frac{\rho_1 \vartheta_1^2}{2} + P_1 = \frac{\rho_2 \vartheta_2^2}{2} + P_2$$



1.6.3-2- расм.

Ҳаракатдаги суюқликка иккита шиша най туширилган. Уларни биринчиси шундай жойлаштирилганки унинг пастки очиқ кўндаланг кесим сирти суюқлик ҳаракат текислигида, иккинчиси эса оқимга тик текисликда ётади (I.6.3-2- расм).

Тажрибалар *I* ва *II* найлардаги босимлар ҳар хил бўлишини кўрсатади. Иккинчи найча тешиги олдидаги суюқлик заррасининг тезлиги нолга ($\vartheta_2=0$) тенг бўлади, деб ҳисобласак Бернулли тенгламасини ёзиш мумкин:

$$P_2 = P_1 + \frac{\rho\vartheta_1}{2}.$$

Бундан кўринадики, *II* - найчада ҳаракатдаги суюқликда мавжуд бўлган P_1 босимдан ташқари $\frac{\rho\,\vartheta_1^2}{2}$ га фарқ қилувчи P_2 босим ҳосил бўлар экан. Ҳаракатланувчи суюқликда мавжуд бўлган P_1 босимни статик босим, $\frac{\rho_1\vartheta_1^2}{2}$ босимни динамик босим дейилади. Шунинг учун горизонтал ҳаракатдаги суюқликлар

$$P = P_{CT} + \frac{\rho\vartheta}{2}$$

статик ва динамик босимлардан иборат бўлган тўла босимга эга бўлади. Шундай қилиб Бернулли тенгламасидаги $\frac{\rho\vartheta}{2}$ динамик босим, $\rho g h$ - гидростатик босим, P - статик босим бўлиб, идеал суюқликнинг оғирлик кучи майдонидаги стационар оқимида динамик, статик, гидростатик босимларни йиғиндиси оқим найининг ихтиёрий қисмида ўзгармайди.

Бернулли тенгламасининг татбиқи сифатида қуйидаги мисолни, суюқликларни идиш тешигидан оқиб чиқишидаги тезлигини аниқлайлик. *I*.6.3-3 расмда суюқлик тўлдирилган идиш берилган бўлиб унда идиш тубидан h_2 баландликда бирор кичик тешикдан суюқлик оқаётган бўлсин. Идишдаги суюқлик сатҳи идиш тубидан h_1 баландликка эга деб ҳисоблайлик. Суюқлик сатҳидаги *1* нуқта заррасининг ҳаракат тезлиги ϑ_1 га, тешикчадаги 2 нуқта заррасининг ҳаракат тезлиги ϑ_2 га тенг дейлик. Агар идиш кенг бўлса *1* нуқтадаги суюқлик заррасининг тезлиги жуда кичик бўлиб, узлуксизлик тенгламасига асосан нолга тенг деб олинади.

I-2 нуқталардаги босимлар атмосфера босими остида бўлиб бир хил босимга тенгдир. Бернулли тенгламаси суюқликни бундай ҳаракатида қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\rho g h_1 + P_0 = \frac{\rho \vartheta^2}{2} + \rho g h_2 + P_0$$

ёки

$$\rho g h_1 - \rho g h_2 = \frac{\rho \vartheta^2}{2}$$

бу ифодани ρ га бўлиб

$$g(h_1 - h_2) = \frac{\vartheta^2}{2}$$

эканлигини топамиз. $h=h_1-h_2$ тенглигидан юқоридаги ифодани

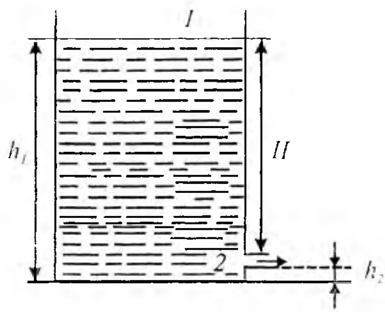
$$2gh = \vartheta^2$$

ёки умуман,

$$\vartheta = \sqrt{2gh} \qquad (12)$$

шаклга келтирамиз. Формуладан кўринадики, суюқликнинг тешикдан чиқишдаги тезлиги h баландликдан эркин тушаётган жисм тезлиги каби бўлар экан. (12) ифода Торичелли формуласи дейилади.

Оқим найининг кенг қисмидаги босим атмосфера босимига тенг қилиб олинса унинг тор қисмида босим атмосфера босимидан ҳамиша кичик бўлиб бу ходисадан пуркагич (пульверизатор), сув насослар, ички ёнув двигателлардаги карбюраторларда кенг фойдаланилади (1.6.3-3- расм).

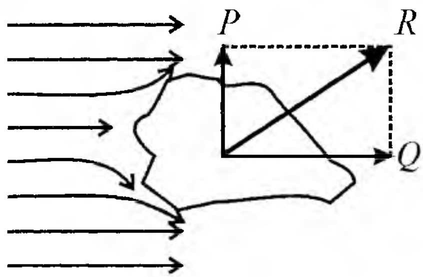


1.6.3-3- расм

Ҳаракатдаги суюқликнинг статик босими ҳаракатсиз суюқлик босимидан кичик бўлиб, тезлик ортиши билан бу босим нолга тенглашиши, хатто манфий бўлиши мумкин. Найнинг тор жойларида оқим тезлигини маълум қийматида босим нолга тенг бўлиб, суюқлик узилиши - кавитация ҳодисаси рўй бериши мумкин.

1.6.4. Суюқликларда ва газларда жисмларнинг ҳаракати

Тажрибалар кўрсатадики, жисм бирор муҳитда (суюқлик ва газда) ҳаракатланганда у маълум бир куч таъсирида бўлади. Бу кучни ташкил этувчиларга ажратиш билан, яъни жисмга таъсир этувчи R кучни жисм ҳаракатига тескари йўналган Q ва унга тик йўналган P ташкил этувчиларга ажратиш билан жисмларни суюқлик ва газлардаги ҳаракатини текширамиз (1.6.4-1- расм).



1.6.4-1- расм

Одатда жисм ҳаракатига тескари йўналган ташкил этувчи кучни пешона қаршилиги, унга тик йўналган ташкил этувчи кучни кўтарувчи куч дейилади.

Умуман олганда жисмларнинг бирор муҳитдаги ҳаракати уларнинг шаклига боғлиқ бўлиб ҳаракат йўналишига симметирик бўлган жисмларда кўтарувчи кучлар нолга тенг бўлгани учун фақат пешона қаршилик кучигина жисмга таъсир этади. Дастлаб суюқлик ва газларда ҳаракатга таъсир этувчи пешона қаршилиги билан танишайлик.

Ёпишқоқликка эга бўлган суюқлик билан идеал суюқлик оқими кузатилганда оқим манзараси бутунлай фарқ қилади. Бу фарқ уюрмалар ҳосил бўлишида, суюқликнинг жисм сиртига тегиб турувчи қатлам табиатига боғлиқлиги билан аниқланади. Идеал суюқлик жисм сирти бўйлаб эркин сирпаниш ҳосил қилиб уни айланиб ўтади.

Қовушоқликка эга бўлган реал суюқликлар эса жисм сиртига ёпишган юпқа қатлам ҳосил қилади. Бу юпқа чегара қатламни ҳосил қилувчи суюқликни зарраларининг тезликлари нолдан оқим тезлигига тенг бўлган ораликда бўлиб, қатламлараро тезлик градиентини ҳосил қилади ва у ўз навбатида ички ишқаланишни юзага келишига сабаб бўлади.

Идеал суюқлик зарралари жисм сиртига келиб ўз ҳаракат йўналишини ўзгартиради. Лекин идеал суюқлик зарраларининг нисбий тезлик қийматлари жисм олди қисмидаги каби орқа қисмида ўзгаришсиз қолади, фақат йўналиш ўзгаради. Буни идеал суюқликнинг шарни айланиб оқишида кўриш мумкин. Жисмни симметриклиги туфайли Бернулли тенгламасидан келиб чиқадики, тезликларга мос босимлар жисм сирти бўйича симметрик тақсимланган бўлади. Бунинг натижасида босимларни тенг таъсир этувчиси, яъни пешона қаршилиги нолга тенг бўлади.

Реал суюқликларда бошқача ҳодиса кузатилади. Реал суюқликларда юқорида айтилганидек чегара қатлам ҳосил бўлиб унда ишқаланиш кучларини мавжудлиги пешона қаршилигини юзага келишига сабаб бўлади. Иккинчидан, бу чегара қатламнинг мавжудлиги суюқликларни жисмнинг тўла айланиб оқишини чеклайди, яъни жисмни сирпаниб айланиб ўтишдаги ҳаракатига таъсир қилади. Бу жисм орқасида уюрмалар ҳосил бўлишига сабаб бўлади. Уюрмалар ҳосил бўлган соҳаларда босим пасаяди. Натижада жисм олди ва орқа қисмидаги босимлар фарқи ҳосил бўлиши ҳам пешона қаршилигини юзага келтиради. Демак ишқаланиш кучлари ва босимлар фарқи туфайли юзага келган ишқаланиш ва босим қаршиликлар пешона қаршилигини ҳосил қилар экан.

Чегара қатлам тушунчасини ўзи ҳам етарли қатъий аниқланмаган ва қаршилик кучларини ҳисоблашлар ҳам мураккаб бўлиб, биз бу ерда ўлчамлик усулидан фойдаланиб баъзи содда ҳоллар билан чегараланамиз.

Бунинг учун ўлчамлик қоидаларига асосланиб пешона қаршилигини ҳосил қилувчи ишқаланиш ва босим кучларини баҳолаймиз.

Тажриба кўрсатадики, ишқаланиш кучи суюқлик ёпишқоқлигига η, оқим тезлигига ϑ ва жисм ўлчамига L боғлиқ бўлади:

$$F_{ишк} = A\eta^{\alpha}\vartheta^{\beta}L^{\gamma} \qquad (1)$$

Бу ерда A-ўлчамсиз коэффициент. Ўлчамлик назариясига асосан тенгликнинг ўнг ва чап томони

$$[\, F\,] = [\, \eta^{\alpha}\, \vartheta^{\beta}\, A^{\gamma}\,]$$

шартни қаноатлантириши керак. Бунга

$$[\, F\,] = L\, M\, T^{-2}$$
$$[\, \vartheta\,] = L\, T^{-1}$$
$$[\, \eta\,] = L^{-1}\, M\, T^{-1}$$
$$[\, L\,] = L$$

ларни қўйиб:

$$LMT^{-2} = L^{-\alpha} M^{\alpha} T^{-\alpha} L^{\beta} T^{-\beta} L^{\gamma}$$

ни ҳосил қиламиз. Бундан эса

$$1 = -\alpha + \beta + \gamma,\ 1 = \alpha\ ,\ -2 = -\alpha - \beta$$

ёки

$\alpha = 1$, $\beta = 1$, $\gamma = 1$ ларга тенглигиии топамиз. Буларни ҳисобга олиб (1) формуладан ишқаланиш кучи учун қуйидаги ҳосил қилинади.

$$F_{ишқ} = A\ \eta\ \vartheta\, L \tag{2}$$

Босим қаршилиги учун тажриба

$$F_{бос} = B\, \rho^{\alpha}\, \vartheta^{\beta}\, L^{\gamma} \tag{3}$$

эканлигини кўрсатади. Бу ерда B - ўлчамсиз коэффициент, ρ-суюқлик зичлиги, ϑ - оқим тезлиги, L - жисм ўлчамини тавсифловчи катталик. Юқоридагидек ўлчамлик қоидаларидан фойдаланиб

$$[\, F\,] = [\, \rho^{\alpha}\, \vartheta^{\beta} L^{\gamma}] \tag{4}$$

шарт ўринли бўлиши учун

$$[\, \rho\,] = L^{-3} M$$
$$[\, \vartheta\,] = L\, T^{1}$$
$$[\, L\,] = L$$

ларни (4) га қўйиб қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$L\,M\,T^{-2} = L^{-3\alpha} M^{\alpha} L^{\beta} T^{-\beta} L^{\gamma}$$

Бундан эса $1=\alpha$, $1=-3\alpha+\beta+\gamma$, $-2=-\beta$ ёки $\alpha=1$, $\beta=2$, $\gamma=2$ эканлигини аниқлаймиз. Буларни (3) га қўйиб босим қаршилиги

$$F_{бос} = B\,\rho\,\vartheta^2 L^2 \qquad (5)$$

га тенглигини топамиз.

(2) ва (5) ифодалардаги A ва B ўлчамсиз коэффициентлар тажрибадан аниқланади. Масалан, A коэффициентни тажрибада 6π га тенглигини аниқлаб ва L ни шар радиуси деб олиш билан Стокс

$$F = 6\pi\eta\vartheta r \qquad (6)$$

ифодани топган эди.

В коэффициент тажриба асосида доиравий дисклар учун 1,4÷1,2, шар учун 0,2÷0,4 ва томчисимон жисмлар учун 0,04 ларга тенглиги аниқланган бўлиб, жисм шаклига боғлиқ бўлган катталик ҳисобланади.

Умуман гидродинамика масалалари математик нуқтаи назаридан анча мураккаб бўлиб, чизиқли бўлмаган тенгламаларни ечимини аниқлаш талаб қилинади. Бундай ҳолларда кўпинча махсус усуллардан фойдаланиб масалалар соддалаштирилади. Айниқса гидродинамикада ўхшашлик усули қулайдир.

Ўлчамлик ва ўхшашлик усуллари ўз моҳияти билан бир хил бўлса-да, масаланинг қўйилиши ва ечилиши билан фаркланади. Ўхшашлик усули реал физик системанинг турли хил моделлари асосида системани турли физик параметрлари орасидаги миқдорий муносабатлар, ҳодисалар ўхшашлигидан фойдаланиб аниқлашдир.

Қатъий ечилиши қийин масалалар ёки ҳодисаларни тўла тавсифлаш мумкин бўлмаган ҳолларда ўхшашлик шартини киритиш билан реал суюқликлардаги оқим табиатини тушунтириб берувчи шундай ўлчамсиз катталик мавжудлигини кўрсатиш мумкин. Бунинг учун икки оқимнинг ўхшаш бўлишини таъминлловчи шартни оқим ва суюқлик хусусиятларини тавсифловчи параметрлар билан қандай аниқланишини билишимиз керак бўлади.

Сиқилмас суюқликнинг стационар оқимида кўзғалмас жисмга F кучи таъсир қилади. Бу куч жисмнинг ўлчамига L, оқимнинг тезлигига ϑ, суюқликнинг хусусиятлари: зичлиги ρ ва қовушоқлигига η боғлиқ бўлади. Бу катталиклар орасида функционал боғланиш мавжуд бўлиб улардан эркли ўлчамсиз катталикни ҳосил қилиш мумкин. Бошқача айтганда юқорида кўриб ўтган пешона қаршилик кучларидан фойдаланиб ўхшашлик шартини шундай танлаймизки

$$\frac{F_{тик}}{F_{бос}} \sim C\frac{\rho\vartheta^2 L^2}{\eta\vartheta L} = C\frac{\rho\vartheta L}{\eta} = \mathrm{Re} \qquad (7)$$

ўлчамсиз катталик бўлсин.

Гидродинамик ўхшашлик қонунлари ёрдамида бир неча, бундай ўлчамсиз катталиклар киритиш мумкин. Одатда ўлчамсиз катталик *Re* Рейнольдс сони дейилади. Кичик тезликларда (7) дан кўринадики, Рейнольдс сони ($Re<1$) кичик, катта тезликларда эса ($Re>1$) катта қийматлар қабул қилади. Рейнолдас сонини маълум қийматларида оқим манзараси кескин ўзгаради.

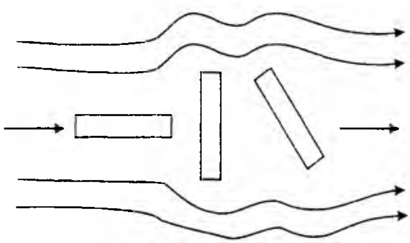
Бу Рейнольдс сонини кичик қийматларида, яъни тезлик унча катта бўлмаганда оқим ламинар оқим эканлигини, Рейнольдс сонининг катта қийматларида, яъни катта тезликларда оқим турбулент оқим бўлишлигини кўрсатади. Демак Рейнолдс сонини аниқ бир қийматига барча суюқлик ва газлар учун унинг зичлиги ва ёпишқоқлигидан катъий назар ламинар оқим турбулент оқимга айланадиган критик тезлик қиймати мос келади.

1.6.5. Аэродинамик кучлар

Маълумки, бирор муҳитда ҳаракатланувчи жисмга пешона қаршилиги ва кўтарувчи кучлар таъсир этади. Бу кучлар жисмнинг оқимда жойлашишига қараб ҳар хил бўлади, яъни ўзгариб туради. Масалан, ясси пластинка оқим бўйича жойлаштирилганда пешона қаршилиги нолдан фарқли, кўтарувчи куч нолга тенг. Ясси пластинка оқимга нисбатан тик жойлаштирилганда қаршилик кучи максимал, кўтарувчи куч нолга тенг бўлади.

Пластинкани оқимга нисбатан қия жойлаштириш билан, яъни α бурчак ортиши билан кўтарувчи куч дастлаб ортади ва ниҳоят $\alpha=90^{\circ}$ да яна нолга айланади (I.6.5-1- расм).

Энди кўтарувчи кучлар муҳим аҳамиятга эга бўл-ган ҳодисалар билан танишайлик. Бу куч табиатини аниқлаш учун оқимга нисбатан ҳар хил жойлаштирилган ясси пластинка шаклидаги жисмни оқимга таъсирини кўриб ўтамиз. Бу пластинкани оқим бўйича оқимга тик ва оқимга нисбатан қия ҳолда жойлаштириш мумкин бўлиб, тажрибалар кўрсатадики, биринчи ҳолда пластинкаларни икки четки учларига яқин қисмида суюқлик тезлиги нолга тенг бўлади. Иккинчи ҳолда, бу нуқталардаги суюқлик тезлиги максимум қийматга эга бўлиб, пластинканинг ўрта қисмига тўғри келган соҳалардаги суюқлик тезлиги нолга айланади. Ниҳоят, учинчи ҳолда, аҳвол бошқача бўлади. Бунда пластинканинг жойлашишига қараб унинг устки ва пастки қисмларидаги суюқлик тезликлари ҳар хил бўлади. Демак унга таъсир этувчи кучлар ҳам ҳар хил бўлади. Бу кучлар жисмнинг оқимга нисбатан жойлашишига ва жисм шаклига боғлиқ бўлиб, улардан амалда суйри шаклдаги жисмларда фойдаланилади. Айниқса самолёт қаноти ана шундай шаклда танланади, бунда самолёт ҳаракатланганда қанотининг устки қисмида самолёт ҳаракат йўналишига тескари, қанотни ости қисмида самолёт ҳаракат йўналишидаги ҳаво оқими ҳосил бўлади, яъни оқим циркуляцияси ҳосил бўлади. Натижада қанотнинг устки қисмидаги оқимнинг нисбий тезлиги ортиб, пастки қисмида камаяди. Бернулли тенгламасига асосан қанотнинг устки қисмида босим камайиб остки қисмида ортади, яъни тезликлар фарқининг ҳосил бўлиши босимлар фарқининг ҳосил бўлишига олиб келади. Самолёт қанотига таъсир этувчи босимлар фарқи ҳосил қилган кучларга кўтарувчи куч дейилади.



I.6.5-1- расм.

Жисмнинг оқимга нисбатан жойлашишига қараб кўтарувчи куч пастга қараган бўлиши ҳам мумкин (расм 1.6.5-2).

Бернулли тенгламасига асосан кўтарувчи куч қуйидагича аниқланади. Оқим тезлиги u га тенг бўлсин. Қанот устки қисмида тезлик $u+\vartheta$, остки қисмида тезлик $u-\vartheta$ га тенг дейлик. Унга мос босимлар P_1 ва P_2 ларга тенг бўлади. Бу ерда ϑ циркуляция тезлиги. Горизонтал жойлашган қанот учун Бернулли тенгламасига асосан

$$P_1+\frac{1}{2}\rho(u-\vartheta)^2=P_2+\frac{1}{2}\rho(u+\vartheta)^2$$

деб ёзиш мумкин. Қанотга таъсир этувчи босимлар фарқни аниқлаш учун юқоридаги ифодадан

$$P_1-P_2=\frac{1}{2}\rho(u+\vartheta)^2-\frac{1}{2}\rho(u-\vartheta)^2=2\rho u\vartheta$$

эканлигини топамиз. Қанот сиртига таъсир этаётган куч

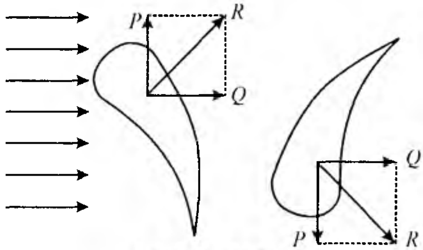
$$F=P_1S_1-P_2S_2=(P_1-P_2)\,S$$

га тенг эканлигидан ($S_1=S_2=S$) кўтарувчи куч катталиги

$$F=2\rho u\vartheta S \qquad (1)$$

га тенг бўлиши келиб чиқади. Бу ерда $\Gamma=2\vartheta S$ - қанот атрофидаги циркуляция катталиги дейилади. Буни ҳисобга олсак (1) ни шундай ёзиш мумкин:

$$F=\Gamma\rho u \qquad (2)$$



1.6.5-2- расм.

Формуладан кўринадики, кўтарувчи куч катталиги тезлик циркуляцияга боғлиқ.

Самолётнинг илгарилама ҳаракатига сабаб бўладиган куч самолётнинг парраги тамонидан ҳосил қилинган тортиш кучидир. Самолёт парраги ҳавони хайдаш билан унга $m\vartheta$ ҳаракат миқдори беради ва ўзи ҳам қарама-қарши йўналган шундай импульсга эга бўлади. Паррак ёрдамида маълум тортиш кучини юзага келтириш учун вақт бирлигида ҳаво масса бирлигига маълум киинетик энергия берилиши керак. Бу энергия самолёт двигателининг бажарган иши ҳисобига тўлдирилади.

Вертолётларда горизонтал текисликда айланувчи паррак ҳосил қилган тортиш кучи кўтарувчи куч сифатида фойдаланилади.

Сувости қанотли кемаларда, яъни маълум қияликда ўрнатилган қанотга эга бўлган кемаларда тезлик ортиши билан кўтарувчи куч ҳосил бўлиб, кема сувдан бир оз кўтарилади ва сувга қараганда ҳавода муҳит қаршилиги кичик бўлганлигидан кема тезлигини орттиришига эришилади.

Асосий формулалар:

Гидродинамикада массанинг сақланиш қонуни	$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \mathrm{div}\rho\vec{\vartheta} = 0$
Гидродинамикада импульснинг сақланиш қонуни	$\rho\frac{d\vartheta}{dt} = \rho g + \nabla p$
Гидродинамикада энергиянинг сақланиш қонуни	$\frac{d}{dt}\int\rho\left(\varepsilon + \frac{\vartheta^2}{2}\right)dv = A$
Оқимнинг узлуксизлик тенгламаси	$\vartheta S = const$
Бернулли тенгламаси	$\rho\frac{\vartheta^2}{2} + \rho gh + P = const$
Динамик босим	$\rho\frac{\vartheta^2}{2}$
Гидростатик босим	ρgh
Статик босим	P
Торричелли формуласи	$\vartheta = \sqrt{2gh}$

II ҚИСМ
МОЛЕКУЛЯР ФИЗИКА

2.1. МАКРОСКОПИК СИСТЕМАЛАРДА СТАТИСТИК ҚОНУНИЯТЛАР

2.1.1. Эҳтимоллик тушуичаси

2.1.2. Микро ва макроҳолатлар. Термодинамик эҳтимоллик

2.1.3. Ўртача қийматлар. Системанииг макроскопик параметрлари

2.1.4. Статистик мувозанатли системаларда тақсимот функция

2.1.5. Максвелл тақсимоти

2.1.6. Больцман тақсимоти

2.1.7. Температураниг статистик маъноси

2.1.8. Статистик физика асосида термодинамик катталикларни аниқлаш

2.1.9. Энергияниинг эркинлик даражалари бўйича тенг тақсимоти

2.1.10. Газлар кинетик назариясининг асосий тенгламаси

2.1.11. Идеал газ ҳолат тенгламаси

2.1.12. Реал газ. Ван-Дер-Ваальс тенгламаси

2.1.13. Фазавий ўтишлар. Модданинг агрегат ҳолатлари

2.1.14. Конденсирланган ҳолатлар: А. Кристалл ҳолат

2.1.15. Конденсирланган ҳолатлар: Б. Суюқ ҳолат

"... Табиат ҳодисаларининг бошқарувчи аниқ қонунлар намунаси бўлган физика энг аниқ фан ҳисобланади...

... Чексиз кўп зарраларни ҳеч қандай детерминистик тавсифлаш мумкин бўлмайди ва статистик усулларни қўллашга мажбур этади".

МАКС БОРН
Нобель мукофоти совриндори

2.1.1. Эҳтимоллик тушунчаси

Табиатда тасодиф ҳодисалар жуда кўп. Тасодиф ҳодисалар бўлиши ҳам мумкин, бўлмаслиги ҳам мумкин. Масалан, молекулаларнинг тўқнашуви тасодиф ҳодисадир. Бундай тўқнашувчи молекулаларнинг тезликлари тасодиф катталикдир. Чунки тўқнашувчи молекулаларнинг тезликлари тасодифан ўзгаради. Тасодиф катталикнинг қиймати узлуксиз ўзгариши ёки узлукли ўзгариши мумкин. Молекулаларнинг тезлик қийматлари узлуксиз, атомдаги электроннинг ҳаракат миқдор моменти, энергияси узлукли ўзгаради.

Агар X бирор тасодиф катталик бўлса, унинг бирор функцияси ҳам тасодифий катталикдир. Молекуланинг тезлиги тасодиф катталик экан, у ҳолда унинг кинетик энергияси ҳам тасодиф катталик бўлади. Чунки кинетик энергия тезликнинг функциясидир. Тангани у ёки бу томони билан тушиши ҳам тасодиф ҳодисадир. 1, 2, 3, 4, 5, 6 рақами билан белгиланган кубни ташлашда унинг бирор томони тушиши тасодиф ҳодиса бўлиб, унинг бир томони билан тушиш эҳтимоллиги 1/6 га тенг дейилади. Ҳақиқатдан ҳам тажриба кубни 6 марта ташлашда унинг баъзи томони икки марта, баъзи томони бирор марта тушмаслигини кўрсатади. Тажрибалар 60 мартага етказилса, баъзи томонлар сони 10 тадан ортиқ ёки кам бўлиши мумкин. Агар тажрибалар сони 60000 га етказилса ҳар 6 та ҳодисанинг биттаси айтилган рақамнинг тушишига тўғри келади. Бошқача айтганда, тажрибалар сони ортиши билан ҳар бир рақам (томон)ни тушиш эҳтимоллиги 1/6 га яқинлашиб борар экан .

Умуман N та ўтказилган тажрибадан айтайлик, n тасида воқеа содир бўлса, тажрибалар сони ортиши билан n/N нисбат аниқ бир сонга интилади. Тажрибалар сони чексизликка интилганда бу нисбат лимити воқеани бўлиш эҳтимоллигини беради, яъни

$$w = \lim_{N \to \infty} \frac{n}{N} \qquad (1)$$

Буни тушуниш учун қуйидаги мисолни кўриб чиқайлик. Яшик ичида 5 та бўялган, масалан, қизил шар, 15 та оқ шар бўлсин. Яшикдан бўялган шарни олиш эҳтимоллигини аниқлайлик, яъни яшикдан қизил шар олиш эҳтимоллиги нимага тенглигини топайлик. Яшикда жами 20 та шар бўлиб, уларни ҳаммаси бир хил, биридан иккинчисининг фарқи йўқ. Фақат 5 таси ранги билан фаркланади. Улардан бирортасини яшикдан олишда бирини иккинчисидан устунлиги йўқлиги сабабли ҳаммаси тенг имкониятга эга. Демак, яшикда 20 та тенг имкониятли шар мавжуд. Шундан 5 таси натижа кутилаётган ҳол - рангли шарлар чиқиши мумкин бўлган имкониятлар сонидир. Натижа кутилаётган ҳолларни тенг имкониятли ҳолларга нисбати рангли шарларнинг чиқиш эҳтимоллигини беради, яъни 5/20 =1/4 - рангли шарни чиқиш эҳтимоллигидир. Бошқача айтганда, яшикдан олинган шарнинг тўрттадан биттаси рангли шар чиқишлигини билдиради.

Узлуксиз тасодиф катталикнинг аниқ бир қийматини олиш эҳтимоллиги умуман олганда нолга тенг. Шунинг учун тасодиф катталикни бирор x, x+dx соҳадаги эҳтимоллиги ҳақида гапириш мумкин.

Айтайлик, x катталикни dx соҳадаги эҳтимоллиги dW бўлсин. Эҳтимоллик биринчидан x нинг ўзига, яъни унинг функцияси f(x) га боғлиқ, иккинчидан dx соҳанинг катталигига пропорционал:

$$dW=f(x)dx. \tag{2}$$

Бу ерда f(x) тақсимот функцияси дейилади. Бу функция эҳтимолликни dx соҳа бўйича қандай тақсимланишини кўрсатади. Баъзан бу функцияни эҳтимоллик зичлиги ҳам дейилади. Чунки бу катталик бирлик соҳага тўғри келган эҳтимолликни кўрсатади:

$$f(x)=\frac{dw}{dx}. \tag{3}$$

Эҳтимоллик таърифига асосан $0 \le W \le 1$. Бу $0 \le n \le N$ эканлигидан равшан. Агар W=1 бўлса, муқаррар ҳодиса, агар W=0 бўлса, мумкин бўлмаган ҳодиса дейилади.

Эҳтимолликларни қўшиш. Кубни ташлашда 1, 3, 5 томонлари ютуқ ҳисоблансин. 2, 4, 6 томонлари тушганда ютқизиқ бўлсин деб шартлашиб олайлик. Кубни ташлашда ютиш эҳтимолини аниқлайлик. Бу ҳодисада бир томоннинг тушиши иккинчи бир томоннинг тушишини рад этади. Бир вақтда 1,3 ёки 2,3 .... томонлари тушиши мумкин эмас. Шундай экан ютиш эҳтимоллиги 1, 3, 5 томонларни тушиш эҳтимолликларининг йиғиндисига тенг:

$$w = \lim_{N\to\infty}\frac{N_1 + N_2 + N_3}{N} = \lim_{N\to\infty}\frac{N_1}{N} + \lim_{N\to\infty}\frac{N_2}{N} + \lim_{N\to\infty}\frac{N_3}{N} = W_1 + W_2 + W_3. \quad (4)$$

Фараз қилайлик, i , k, l ҳолатларга эга бўлган система берилган бўлсин. Маълумки, система бир вақтда i,k ёки k, l ҳолатларда бўлолмайди. Умуман системанинг бу ҳолатлардан бирида бўлиш эҳтимоллиги i ҳолатда, k ҳолатда, l ҳолатда бўлиш эҳтимолликлари йиғиндисига тенг:

$$W = W_i + W_k + W_l \quad (5)$$

Бир-бирини рад этувчи ҳодисаларни бир вақтда бўлиш эҳтимоллиги ҳар бир ҳодиса эҳтимолликларининг йиғиндисидан иборат бўлиб, бу хулоса эҳтимолликларни қўшиш қоидаси деб аталади ва умуман

$$W = \sum W_i \quad (6)$$

кўринишда ифодаланади.

Эҳтимолликларни кўпайтириш. Энди 2 та кубни бир вақтда ташлашда бир хил рақамли томонни тушиш эҳтимоллигини аниқлайлик. Маълумки, кубнинг бир томони билан тушиш эҳтимоллиги 1/6. Иккинчи куб учун ҳам бу эҳтимоллик 1/6 га тенг. Воқеанинг содир бўлиши бир - бирига боғлиқ бўлмаган ҳодисалар бўлгани учун иккала кубни бир хил томони билан тушиш эҳтимоллиги ҳар бир кубни шу томони билан тушиш эҳтимолликларининг кўпайтмасига тенг: (1/6)(1/6). Иккита бир - бирига боғлиқ бўлмаган система берилган бўлсин. Биринчи система А катталик билан, иккинчи система В катталик билан тавсифланувчи ҳолатларга эга бўлсин деб ҳисоблайлик. Системаларнинг бу ҳолатларда бўлиш эҳтимоллиги мос ҳолда W_A ва W_B бўлиб, бу катталиклар бир - бирига боғлиқ бўлмаган катталиклар десак, биринчи системанинг А ҳолатда бўлиш эҳтимоли иккинчи системани В ҳолатда бўлиш ва бўлмаслигига боғлиқ эмас. Ҳар икки системани бир вақтда А ва В ҳолатларда бўлиш эҳтимоли ҳар бир системани шу ҳолатларда бўлиш эҳтимолликларининг кўпайтмасига тенг:

$$W_{AB}=W_A \cdot W_B \quad (7)$$

Бу қоидани ҳам бир неча бир-бирига боғлиқ бўлмаган ҳодисалар учун умумлаштириб,

$$W = \prod W_i \quad (8)$$

кўринишда ёзамиз. Одатда бу хулоса эҳтимолликларнинг кўпайтириш қоидаси дейилади.

2.1.2. Микро ва макроҳолатлар. Термодинамик эҳтимоллик

Умуман қаралаётган система жуда кўп зарралардан иборат бўлса, макроскопик система дейилади. Бундай система ҳолати унинг макро ҳолати дейилади ва у системага хос макроскопик параметрлар ёрдамида аниқланади. Системанинг макроҳолатини тавсифловчи катталиклар макроскопик параметрлар дейилади. Системага хос макроскопик параметрлар сифатида температура, босим, ҳажм, энергия ва ҳоказоларни олиш мумкин. Агар бу параметрлар берилган бўлса, система ҳолати тўла аниқланган бўлади.

Кўпинча содда системаларда иккита параметрнинг берилиши етарли бўлиб, қолганлари улар орқали топилиши мумкин. Шунинг учун система макроҳолати иккита макроскопик параметрнинг берилиши билан ҳам тўла аниқланади. Вақт ўтиши билан система ҳолати ўзгармаса, яъни система ҳолатини белгиловчи макроскопик параметрлар вақт ўтиши билан ўзгармаса, система мувозанатли ҳолатда дейилади.

Кўпинча физикада жуда кенг қўлланишга эга бўлган макроскопик система ҳолати тушунчасидан фойдаланишда мувозанатли статистик ҳолат ва мувозанатли термодинамик ҳолат тушунчалари бир хил маънода ишлатилади. Бу эса термодинамик ва статистик ҳолат тушунчаларини фарқлашда англашилмовчиликларга олиб келади.

Термодинамик мувозанатдаги макроскопик система ҳолатини аниқлайдиган термодинамик параметрлар сони 2+n-r га тенг (Гиббснинг фазалар қоидаси); бунда n-компонентлар сони, r - фазалар сони.

Система номувозанатли термодинамик ҳолатда бўлса, масалан, температуралари система қисмларида ҳар хил, зарралар сони зичлиги ҳар хил ва шу кабилар бўлса, ташқи таъсир бўлмаса, макроскопик система релаксация жараёни туфайли маълум вақтдан кейин албатта ўзининг мувозанатли термодинамик ҳолатига келади. Мувозанатли термодинамик ҳолатда системани аниқлайдиган макроскопик параметрларнинг қийматлари ўзгармайди.

Физикада мувозанатли статистик ҳолат тушунчасидан кенг фойдаланилади. Бунда системани тавсифловчи катталикларнинг ўртача қийматлари ўзгармайди.

Классик механика нуқтаи назаридан система (бу ерда классик системани назарда тутдик; Квант системани қараш алоҳида мавзудир) ҳолати зарралар координаталари ва тезликларининг (импульсларининг) берилиши билан тўла аниқланади. Бундай усул билан аниқланадиган система ҳолати, маълумки унинг механик ҳолати ёки динамик ҳолати дейилади.

Система зарраларининг координаталари ва импульслари тасодифий катталиклар деб қаралганда, уларнинг эҳтимолий қийматлари система микроҳолатини аниқлайди. Бу ерда системанинг динамик (механик) ҳолатлар тўплами шу система микроҳолатлар тўпламига эквивалентлиги масаласи эргодик теорема (гипотеза) мазмунини ташкил этади (мувозанатли термодинамик ҳолат учун эргодик теорема асос қилиб олинади. Бироқ номувозанатли ҳолатлар учун бундай теореманинг киритилиши қийинчиликка дуч келади). Микроҳолатлар тўпламига мос макроскопик система нусҳалари - копиялари тўпламини (математик термин билан айтганда, бошланғич шартлари билан фарқланувчи бир хил микросистемалар) статистик ансамбль дейилади. Бошқача айтганда статистик физикада системанинг ҳолати берилиши учун микроҳолатлар эҳтимолларининг тақсимоти берилиши зарур.

Термодинамик мувозанатли система микроҳолати система тўла энергиясининг берилиши билан аниқланади, яъни тўла энергия қийматлари эҳтимоллари тақсимоти микроҳолатлар эҳтимолларини аниқлайди. Микроҳолатлар эҳтимоллари тақсимоти эса статистик физика, молекуляр физикадаги системанинг статистик ҳолатини аниқлайди. Шундай қилиб системанинг статистик ҳолати унинг координаталари, импульслари ёки уларга боғлиқ барча энергия қийматлари эҳтимолларининг тақсимот функцияси берилиши билан тўла аниқланади. Бу ерда шуни таъкидлаш кераkки, физика адабиётларида қўлланилаётган "тақсимот функцияси" термини маъно жиҳатдан ҳам, терминологик жиҳатдан ҳам математикадаги "эҳтимоллик зичлиги" терминига тенг кучли маънода ишлатилади (математикадаги "тақсимот функцияси" терминининг маъноси эса бошқача: маълум чекли соҳадаги эҳтимолни билдиради).

Айтайлик, тўсиқ билан 2 га ажратилган идиш берилган бўлсин. Идишнинг бир томони газ билан тўлдирилган. Агар тўсиқ олиб ташланса, система маълум вақт ўтиши билан номувозанатли ҳолатдан мувозанатли ҳолатга ўтади. Термодинамика нуқтаи назаридан бундай ҳодиса қатъий бўлади дейилса, сататистик нуқтаи назардан катта эҳтимол билан юз беради деб ҳисобланади.

Фараз қилайлик, система иккита ҳолатда (катакда) бўлиши мумкин дейлик. Агар система битта заррадан иборат бўлса, ҳолатлар бўйича $2^1=2$ та усул билан жойлашади. Зарралар сони 2 та бўлганда ҳолатлар бўйича $2^2=4$ усул билан, зарралар 3 та бўлганда, $2^3=8$ та усул билан, зарралар 4 та бўлганда $2^4=16$ та усул билан умуман, ҳолатлар сони z та, зарралар сони N та бўлганда z^N та усул билан жойлашишлари мумкин. Бу ерда статистик физиканинг постулатига асосан, зарраларнинг ҳолатлар бўйича жойлашиш усулларининг ҳаммаси тенг эҳтимолли деб ҳисобланади. Бундан эса, ҳар бир жойлашишнинг эҳтимоллиги $1/z^N$ га тенг деган хулоса келиб чиқади. Агар ҳамма зарраларни бир - биридан фарқи йўқ, бир хил деб олинса 4-мисолдан кўринадики, ҳолатлар бўйича жойлашиш усуллар сонини (улар 16 та) 5 та гуруҳга ажратиш мумкин (жадвалга қаранг, зарралар а, в, с, d билан белгиланган). Бунда I,II,III,IY,Y ларга тўғри келган жойлашишлар сони қанча бўлишидан қатъий назар бир микроҳолатга мос келади. Бу микроҳолатларнинниг эҳтимолларини аниқлайлик.

Жадвалдан кўринадики, умумий ҳолда микроҳолатларнинг эҳтимоллари

$$P_i = \frac{1}{2^4} W_i$$

га тенг бўлади. Бунда W_i =1,4,6,4,1 қийматларни қабул қилувчи катталикни термодинамик эҳтимол деб аталади. Яъни, термодинамик эҳтимоллик микроҳолатни рўёбга чиқарувчи жойлашишлар сонидир.

Демак, катаклар (ҳолатлар) сони z=2 бўлганда тўртта заррали система юқоридаги 5 та микроҳолатларнинг бирида тегишли эҳтимол P_i билан намоён бўлиши мумкин.

N	1-ҳолат	2-ҳолат	Микро-ҳолатлар	Микроҳолат эҳтимоллиги	Терм. эҳти-к
1.	abcd	-	I	I микроҳолат эҳтимоллиги $P_I = \frac{1}{16} \cdot 1 = 0{,}0625 \rightarrow 6{,}25\%$	1
2.	abc	D	II	II микроҳолат эҳтимоллиги $P_{II} = \frac{1}{16} \cdot 4 = 0{,}25 \rightarrow 25\%$	4
3.	abd	C			
4.	acd	B			
5.	bcd	A			
6.	ab	Cd	III	III микроҳолат эҳтимоллиги $P_{III} = \frac{1}{16} \cdot 6 = 0{,}375 \rightarrow 37{,}5\%$	6
7.	ac	bd			
8.	ab	dc			
9.	bc	ad			
10.	bd	ac			
11.	cd	ab			

12.	d	abc	IV	IV микрохолат эхтимоллиги $P_{IV} = \frac{1}{16}\cdot 4 = 0.25 \to 25\%$	4
13.	C	abd			
14.	b	acd			
15.	a	bcd			
16.	-	abcd	V	V микрохолат эхтимоллиги $P_V = \frac{1}{16}\cdot 1 = 0{,}0625 \to 6{,}25\%$	1

Агар зарралар сони N га тенг бўлса, уларнинг 2 та ҳолат бўйича жойлашишлар усуллари сони 2^N га тенг бўлади. Бу ҳолда микроҳолат эҳтимоли

$$P_i = \frac{1}{2^N} W_i \tag{1}$$

ифода, термодинамик эҳтимоли W_i

$$W_i = \frac{N!}{(N-n_i)!n_i!} \tag{2}$$

ифода билан аниқланадилар.

Бу ҳолда микроҳолат эҳтимоли

$$P_i = \frac{1}{z^N} W_i = \frac{1}{z^N} N! G_i \tag{4}$$

ифодага тенг.

Мисоллардан кўринадики, энг катта эҳтимолга эга бўлган ҳол зарраларнинг тенг тақсимланган ҳолатидир (жадвалдаги III ҳолат). Зарралар сони етарли кўп бўлганда энг катта эҳтимолга эга бўлган тенг тақсимланган ҳолатда системани тавсифловчи макроскопик параметрлар деярли ўзгармайди. Бу энг катта эҳтимолли микроҳолат мувозанатли термодинамик ҳолат деб қабул қилинади. Шунинг учун ҳам статистик ҳолат тушунчаси термодинамик ҳолат тушунчасига қараганда кенгроқ маънода ишлатилади. Жумладан термодинамикада мувозанатли термодинамик ҳолат қатъиян ўзгармас деб қаралса, статистик физикада бу ҳолат катта эҳтимолли ҳолат деб қаралиб, кичик эҳтимолли микроҳолатлар (жадвалда 1, 2, 4, 5 ҳоллар) ҳам юзага чиқиши мумкин деб қаралади.

Ҳақиқатдан, зарралар тартибсиз, хаотик ҳаракати туфайли, уларнинг ҳаммаси идишнинг бир қисмида тўпланиб қолиши ҳам мумкин. Масалан, жадвалда келтирилган мисолда ҳамма зарралар биринчи қисмда тўпланиб қолиши 16 тадан 1 тасида, тенг тақсимланиш эса 6 тасида юз беради. Зарралар сони 10 та бўлганида, уларнинг бир томонда тўпланиши $2^{10}=1024$ тадан биттасида, зарралар сони 100 та бўлганда $2^{100}\approx10^{32}$ тадан биттасида содир бўлади.

Макроскопик система N та заррадан иборат бўлсин. Бунда зарраларнинг ҳаммаси идишнинг бир томонига ўтиб қолиш ходисаси 2^N дан 1 тасида содир бўлади. Оддий шароитда $1 см^3$ даги ҳаво молекулалари сони $N\approx10^{19}$ тартибда бўлади. Молекулаларнинг ҳаммаси идишнинг ярмида тўпланиб қолиш эҳтимоли $1/2^N$ га тенг, бу эса амалда нолга тенг.

Шундай қилиб, статистик физика нуқтаи назаридан системанинг тенг тақсимланиши энг катта эҳтимолли ҳолатидан (термодинамик мувозанатли ҳолатидан) катта оғиш, четланиш, ниҳоятда кичик эҳтимолли, аммо кичик оғиш, четланиш амалда сезиларли эҳтимолли ҳолдир.

Статистик физикада системанинг термодинамик мувозанатли ҳолатдан (умумий ҳолда параметрлари ўртача қийматлар қабул қилган ҳолатдан) четланиши флуктуация ҳодисаси дейилади. Жадвалда келтирилган мисолда P_I, P_{II}, P_{IV}, P_V эҳтимолли ҳолатлар флуктуациялар туфайли содир бўлиши мумкин бўлган ҳолатлардир. Булардан равшанки, катта флуктуация кичик эҳтимолли, кичик флуктуациялар катта эҳтимолли бўлади.

Мисолдан кўринадики, ҳар бир микроҳолатлар ва уларга мос флуктуациялар симметрикликка эга; I-микроҳолатли флуктуация билан V-микроҳолатли флуктуация, II-микроҳолатли флуктуация билан IV-микроҳолатли флуктация ва ҳ.к.

Термодинамикада система ҳолати ўзгариши, ташқи таъсир бўлмаганида албатта, қатъиян мувозанатга томон содир бўлади дейилса, статистик физикада мувозанатга келиш жараёни (уни релаксация жараёни дейилади) катта эҳтимолли жараёндир, деб қаралади, яъни жараённинг тўхташи, ҳатто унинг акс томонга кетиши ҳам кичик эҳтимол билан содир бўлиши мумкин.

Демак, энг катта эҳтимолга эга бўлган тенг тақсимланган макроскопик система ҳолати унинг мувозанатли термодинамик ҳолати дейилади. Микроҳолатлари билан аниқланувчи макроскопик система ҳолати унинг статистик ҳолати дейилади.

Системанинг P_I , P_{II} , P_{IV} , P_V микроҳолатлардан P_{III} микроҳолатга ўтиши релаксация ҳодисаси, аксинча P_{III} микроҳолатдан P_I P_{II} P_{IV} P_V микроҳолатларга ўтиш флуктуация дейилади, яъни системанинг мувозанат ҳолатга келиши релаксация, мувозанатли ҳолатдан четланиши флуктуация дейилади.

Система ҳолатининг эҳтимолини тавсифлаш учун, яъни ҳолат эҳтимоллигини тавсифловчи катталик сифатида ҳолатни бир қийматли аниқловчи энтропия тушунчаси ишлатилади.

Маълумки, микроҳолатни рўёбга чиқарувчи усуллар сони бўлган термодинамик эхтимоллик етарли катта сонлар билан ифодаланади. Лекин амалда ундан фойдаланиш ноқулай бўлгани учун унинг логарифмидан фойдаланилади.

Агар макроҳолатни содир бўлиш эҳтимоли термодинамик эҳтимолликка пропорционал десак, ҳолат эҳтимоллигини S билан белгилаб

$$S=k\ln W$$

деб ёза оламиз. Бунда k - пропорционаллик коэффициенти бўлиб, Больцман доимийлиги дейилади.

Молекуляр физикада макроскопик система ҳолати, макроскопик (термодинамик) ҳолат, статистик ҳолат, микроҳолат, микроҳолат эҳтимоллиги, термодинамик эҳтимоллик, релаксация, флуктуация симметриклиги, энтропия каби тушунчалар муҳимдир.

2.1.3. Ўртача қийматлар − системанинг макроскопик параметрлари

Молекулалар физикада макроскопик система зарралар сони етарли катта бўлган механик система деб қаралганда унинг ҳо-

ҳолати ҳамма зарраларини ҳар бир пайтдаги координаталар ва тезликларининг берилиши билан аниқланади. Лекин қаралаётган система етарли катта сондаги зарраларга эга бўлганлигидан ҳар бир зарра учун унинг ҳолатини билиш ва улар орқали система ҳолатини аниқлаш амалий жиҳатдан мураккаб ва шу билан бирга маънога ҳам эга эмас.

1 см^3 ҳажмдаги ҳаво молекулалари сони $2{,}7 \cdot 10^{19}$ дона атрофида бўлиб, агар ҳар бир секунд ичида 100 миллион дона молекула ҳолати аниқланса, унинг ҳамма зарраларининг ҳолатини билиш учун ~ 9000 йил керак бўлар эди. Бундан бирор макроскопик система ҳолатини бу усул билан аниқлаш амалий жиҳатдан мумкин эмаслиги равшандир. Система маълум бир вақт ўтгач мувозанатли ҳолатига келгач, унинг ҳолати дастлабки-олдинги ҳолатларининг қандайлигига боғлиқ бўлмай қолади.

Бундан системанинг олдинги ҳолати бошланғич шартлар асосида топилган мувозанатли ҳолат учун ҳеч қандай маънога эга эмаслиги келиб чиқади. Демак, макроскопик система ҳолатини бу усул билан аниқлашда механика қонунлари зарур бўлса-да, етарли эмас экан.

Макроскопик система ҳолати макроскопик параметрларни берилиши билан, яъни жисм ҳолати уни тавсифловчи катталикларнинг берилиши билан аниқланади. Шунинг учун ҳам молекуляр физикада макроскопик параметрларни ўрганиш муҳимдир.

Умуман олганда ҳамма макроскопик параметрлар системанинг микроҳолатини тавсифловчи катталикларнинг ўртача қийматлари сифатида олинади. Бу билан макроскопик системаларда ҳар доим макроскопик параметрлар ўртача катталик маъносига эга бўлади. Система ҳолатини аниқловчи макроскопик параметрларнинг бирортаси ўзгариши система ҳолатининг ўзгаришига олиб келади.

Мувозанатли ҳолатда системанинг макроскопик параметрлари вақт ўтиши билан ўзгармайди. Умуман олганда, макроскопик параметрлар ҳар бир заррага хос, унинг ҳаракатини тавсифловчи катталик қийматларининг вақт бўйича ўртачасига тенг бўлган макроскопик катталикдир. Масалан: макроскопик параметрлар сифатида системанинг температураси, ҳажми, босими, зичлиги, энергияси, электр майдон кучланганлиги ва бошқалар зарралар ҳаракатини тавсифловчи физик катталикларнинг ўртача қиймати, деб олинади.

Бирор катталикнинг ўртача қийматини аниқлайлик. Иссиқлик ҳаракатидаги зарраларнинг бирор х тасодиф катталигининг ўртача қиймати қуйидагича топилади. х катталикни N марта ўлчашда, n_1 таси x_1 қийматни, n_2 таси x_2 қийматни қабул қилсии ва ҳоказо, х катталикни N марта ўлчашда n_i таси x_i қийматни қабул қилсин. У ҳолда ҳамма ўлчашлардаги тасодиф катталиклар қийматларининг йиғиндиси $x_1n_1+x_2n_2+...+x_in_i$ бўлади. х нинг ўртача қийматини топиш учун йиғиндини тўла ўлчашлар сонига бўламиз:

$$\bar{x} = \frac{x_1 n_1 + x_2 n_2 + ... + x_i n_i}{N} \tag{1}$$

Умуман N етарли катта бўлганда бу ўртача қиймат аниқ сонга интилиб боради. Тажрибалар сони етарлича катта бўлганда бу катталикнинг ўртача қиймати аниқ сонга тенг бўлиб, баъзан бу Чебишев теоремаси ҳам дейилади. Теоремага асосан:

$$\alpha = \lim_{N \to \infty} x = x_1 \lim \frac{n_1}{N} + x_2 \lim \frac{n_2}{N} + ... = x_1 W_1 + x_2 W_2 + ... \tag{2}$$

ёки

$$\alpha = \bar{x} = \sum x_i W_i \tag{3}$$

бўлади. Формуладан кўринадики, тасодиф катталикни ўртача қиймати унинг ҳар бири қиймати билан эҳтимолликлари кўпайтмасининг йиғиндисига тенг. Агар Х тасодиф катталик узлуксиз қийматлар қабул қилса ва x,x + dx соҳада бўлиш эҳтимоли dw(x) = f(x)dx бўлса,

$$\bar{x} = \int x f(x) dx \tag{4}$$

бўлади. Ўртача қиймат қуйидаги хоссаларга эга эканлигини кўрсатиш мумкин:

а) Ўзгармас соннинг ўртача қиймати ўзига тенг:

$$\alpha = \bar{x} = const$$

б) Йиғиндининг ўртача қиймати йиғилувчилар ўртача қийматларининг йиғиндисига тенг:

$$\overline{x+y+z} = \overline{x} + \overline{y} + \overline{z}$$

в) Бир-бирига боғлиқ бўлмаган тасодиф катталиклар кўпайтмасининг ўртача қиймати ҳар бирининг ўртача қийматларининг кўпайтмасига тенг:

$$\overline{xyz} = \overline{x} \cdot \overline{y} \cdot \overline{z}$$

Баъзан ўртача қийматдан четланиш Δx- $x - \overline{\overline{x}}$ тушунчаси ишлатилади. Четланишнинг ўртача қиймати ҳамма вақт нолга тенг: $\Delta\ddot{x} = x - \ddot{x} = 0$

Четланиш квадратининг ўртачасидан олинган илдиз $\delta = \sqrt{\overline{\Delta x^2}} = \sqrt{x^2 - \left(\overline{x}\right)^2} \neq 0$ нолга тенг эмас. Одатда ўртачадан четланиш флуктуация дейилади.

Энди макроскопик параметрларни молекуляр-кинетик тасаввурлар асосида изоҳлайлик. Молекуляр физика модданинг тузилиши ва хоссаларини молекуляр-кинетик тасаввурларга асосланиб ўрганадиган физиканинг бир бўлими.

Молекуляр физиканинг асосий мақсади макроскопик параметрларни молекуляр-кинетик тасаввурлар асосида аниқлаш ва улар орасидаги боғланишни топишдир.

Маолекуляр-кинетик тасаввурларга асосан ҳар қандай жисм (қаттиқ, суюқ, газ) жуда майда зарралар - молекулалардан тузилган. Молекулалар бир-бири билан ўзаро таъсирга эга бўлиб, узлуксиз ва доимий ҳаракатда бўлади. Моддаларнинг тажрибада топиладиган хоссалари - макроскопик параметрлар: босим, температура ва ҳоказолар молекулалар ҳаракатининг натижаси деб ҳисобланади.

Молекуляр-кинетик тасаввурига асосан газ ўзаро таъсирга эга бўлган хаотик ҳаракатдаги молекулалар тўплами. Молекулаларнинг ўзаро тўқнашишлари туфайли вақт ўтиши билан газ ўзининиг номувозанатли ҳолатидан тўла хаотик ҳолатига - мувозанатли ҳолатига ўтади. Бунда молекулалар тўла тартибсиз (хаотик) ҳаракатда бўлади. Бундай мувозанат ҳолатдаги хаотик ҳаракат қилаётган газ молекулаларининг тезликлари барча йўналишлар бўйича тенг эҳтимоллидир.

Газ молекулалари эркин, яъни куч таъсирисиз ҳаракатланар экан, у инерция қонуни бўйича тўғри чизиқли текис ҳаракат қилади. Бундай классик механика тасаввурларига асосланган соддалаштириш идеал газ қонунларига олиб келади.

Механикада m массали ϑ тезликдаги зарра ҳолати $m\vartheta$ импулс билан. ҳолат ўзгариши $\Delta(m\vartheta)$ импулснинг ўзгариши билан аниқланади:

$$\Delta(m\vartheta) = F\Delta t \tag{1}$$

Молекулалар ҳаракати инерция қонунига бўйсунади деб ва (1) дан фойдаланиб молекуляр-кинетик тасаввурлар асосида идеал газ қонунларини ҳосил қиламиз.

Молекуляр-кинетик тасаввурларга асосан идиш деворларнинг бирлик юзига бирлик вақтда газ молекулаларининг келиб урилишида берилаётган импульслар (зарбалари)нинг йиғиндиси босимни ҳосил қилади.

Ҳисоблашларни соддалаштириш учун молекулаларни идиш девори билан тўқнашуви эластик тўқнашиш, деб ҳисоблаймиз.

Куб шаклидаги газ тўлдирилган идиш олайлик. Ихтиёрий i-молекуланинг бир секундда x-йўналишда ўтадиган йўли ϑ_{ix} га тенг бўлсин. Бир секунддаги урилишлар сони $\frac{\vartheta_{ix}}{2l}$ га тенг бўлади. Бу ерда l куб қиррасининг узунлиги.

Молекуланинг идиш деворига бир марта келиб урилишида импульс ўзгариши

$$m\vartheta_{ix} - (-m\vartheta_{ix}) = 2m\vartheta_{ix}$$

га тенг бўлади.

(1) га асосан вақт бирлигида импульс ўзгариши кучга тенг десак,

$$\overline{F} = \Delta(m\vec{\vartheta});$$

ёки бир молекуланинг вақт бирлигидаги урилишида импульс ўзгариши

$$F_{ix} = \frac{\vartheta_{ix}}{2l} 2m\vartheta_{ix} = \frac{m\vartheta_{ix}^2}{l}$$

га тенг бўлади. X йўналишидаги барча молекулалар учун

$$F_x = F_{1x} + F_{2x} + ... + F_{ix} + ... = \frac{1}{l}\sum_i m\vartheta_{ix}^2$$

ифодани ҳосил қиламиз.

x йўналишига тик куб юзасини s га тенг деб ва бу йўналишда таъсир этувчи кучни унга бўлиб,

$$P_x = \frac{F_x}{S} = \frac{1}{l \cdot S}\sum_i m\vartheta_{ix}^2 \qquad (2)$$

ифодага эга бўламиз.

(2) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$P_x = \frac{N}{V}\sum \frac{m\vartheta_{ix}^2}{N} = \frac{N}{V}\left(\frac{1}{N}m\vartheta_{1x}^2 + \frac{1}{N}m\vartheta_{2x}^2 + ... \frac{1}{N}m\vartheta_{ix}^2\right)$$

Энди тезликлари бир хил бўлган молекулаларни гуруҳларга ажратайлик, яъни ϑ_{1x}^2 тезликка эга бўлган молекулалар n_1 та, ϑ_{2x}^2 тезликка эга бўлганлар n_2 та ва ҳоказо бўлсин. У ҳолда юқоридаги тенгликни

$$P_x = \frac{1}{N}m\left(\frac{n_1}{N}\vartheta_{1x}^2 + \frac{n_2}{N}\vartheta_{2x}^2 + ... + \frac{n_i}{N}\vartheta_{ix}^2\right) = \frac{n}{V}m\sum_i W_i\vartheta_{ix}^2$$

кўринишда ёза оламиз. Бу ерда

$$\overline{\vartheta_x^2} = \sum_i W_i\vartheta_{ix}^2$$

тезлик квадратининг ўртачаси. Шунинг учун охирги тенгликни шундай ёзамиз:

$$P_x = \frac{N}{V}m\overline{\vartheta_x^2} \qquad (3)$$

y, z йўналишлари учун ҳам (2) га ўхшаш

$$P_y = \frac{1}{V}\sum_i m\vartheta_{iy}^2, \qquad P_z = \frac{1}{V}\sum m\vartheta_{iz}^2$$

ифодаларни ёзиш мумкин.

Мувозанатли ҳолатда хаотик ҳаракатдаги молекулаларнинг барча йўналишлари тенг эҳтимолли. Шунинг учун, йўналишлар бўйича молекулаларнинг ҳаракати ҳам тенг кучли. Демак, ҳамма йўналишларда босим бир хил:

$$P = P_x = P_y = P_z,$$

яъни

$$P = \frac{N}{V} m\overline{\vartheta_x^2} \tag{4}$$

(4) ни шундай ёзайлик:

$$\frac{PV}{N} = m\overline{\vartheta_x^2} \tag{5}$$

(5) ни ўнг томони молекуляр-кинетик тасаввурларга асосан, хаотик ҳаракат интенсивлигининг микдорий ўлчовини беради. Иккинчи томондан термодинамика нуктаи назаридан хаотик ҳаракат интенсивлигининг микдорий ўлчови температурадир. Улар бир-бири билан пропорционаллик коэффициенти оркали боғланишга эга десак, яъни

$$m\overline{\vartheta_x^2} = kT \tag{6}$$

га тенг бўлади. Бу ерда к-Больцман коэффициенти дейилади.

Тезликнинг квадрати $\vartheta^2 = \vartheta_x^2 + \vartheta_y^2 + \vartheta_z^2$ ёки унинг ўртачаси учун

$$\overline{\vartheta^2} = \overline{\vartheta_x^2 + \vartheta_y^2 + \vartheta_z^2} = \overline{\vartheta_x^2} + \overline{\vartheta_y^2} + \overline{\vartheta_z^2}$$

ифодани ёзиш мумкин. Ҳаракатнинг ҳамма йўналишлари тенг эҳтимолли бўлгани учун, тезлик квадратларининг ўртача қийматлари ҳамма йўналишлар бўйича ўзаро тенг деб олинди:

$$\overline{\vartheta_x^2} = \overline{\vartheta_y^2} = \overline{\vartheta_z^2}$$

у ҳолда юқоридаги ифода

$$\overline{\vartheta^2} = 3\overline{\vartheta_x^2}$$

га тенг бўлиб, (6) ни шундай ёзиш мумкин:

$$m\overline{\vartheta^2} = 3kT$$

тенгликнинг ҳар икки томонини 2 га бўлиб,

$$\bar{\varepsilon} = \frac{m\overline{\vartheta^2}}{2} = \frac{3}{2}kT \tag{7}$$

ифодага эга бўламиз. (7) идеал газ молекулаларининг илгариланма ҳаракатидаги ўртача энергиясидир. (7) ифода алоҳида молекулага тегишли динамик катталик $\bar{\varepsilon}$ билан макроскопик катталик Т орасидаги боғланишни аниклайди. Демак, температура молекуляр- кинетик тасаввурларга асосан молекулалар илгарилама ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси билан аниқланувчи макросконик катталик экан.

(5)ва (6) лардан

$$\frac{PV}{N} = kT$$

ёки

$$P = \frac{N}{V}kT = nkT \tag{8}$$

ифодани ҳосил қиламиз. (8) молекуляр-кинетик назариянинг асосий тенгламаси дейилади.

(7) ва (8) лардан

$$P = \frac{2}{3}n\bar{\varepsilon} \tag{9}$$

тенгликни оламиз. (9) молекуланинг ўртача кинетик энергияси $\bar{\varepsilon}$ билан макроскопик параметр Р орасидаги боғланишни ифодаловчи молекуляр-кинетик назариянинг энг муҳим хулосаларидан биридир.

(7) ва (9) лардан жуда муҳим хулоса, температура ва босимнинг молекулалар ўртача кинетик энергияси орқали ифодаланиши келиб чиқади.

Баъзи макроскопик параметрларни кўриб ўтайлик.

Зичлик. Ҳажми V бўлган М массали модда берилган бўлсин. Модданинг зичлиги деб,

$$\rho = \frac{M}{V}$$

катталикка айтилади. Иккинчи томондан бу катталикнинг n-зарралар сони берилган бўлса, m-биргина зарра массаси деб, $\rho = mn$ кўринишида ҳам аниқлаш мумкин. Зарралар сони 1/м^3 да ўлчанганлиги сабабли ҳар иккала ҳолда ҳам зичлик СИ бирликлари кг/м^3 да аниқланади.

Молекуляр-кинетик тасаввурга асосланиб, зичлик қуйидагича тушунтирилади. Молекулаларнинг тартибсиз ҳаракати натижасида ҳажм бирлигидаги молекулалар сони ўзгариб турганлигидан зичлик ҳам доимо ўзгариб туради. Бу эса зичликни турли нуқталарда ҳар хил бўлишига олиб келади. Уларнинг ўртача арифметик йиғиндиси шу ҳажмдаги зичликни беради.

беради. $t_1, t_2 ... t_n$ тенг вакт ораликларида зичликлар ρ_1, ρ_2, ... ρ_n га тенг бўлса, зичликнинг ўртача киймати

$$\frac{1}{n}(\rho_1 + \rho_2 + \rho_3 + ...)$$

бўлади. Тажрибалар етарли катта кийматга эга бўлганда (узоқ вақт кузатилганда) бу катталик аниқ сонга тенг бўлиб, макроскопик зичликни ифодалайди. Бундан шу нарса келиб чиқадики, макроскопик параметрлар ўртача киймат маъносидаги катталиклар экан. Макроскопик система деб қаралувчи газ, суюқ ва қаттиқ жисмлар бир-биридан зичлиги билан фарқ қилади. Шунинг учун уларнинг қисилиш даражаси ҳам ҳар хил. Газларга нисбатан суюқ ва қаттиқ жисмлар камроқ қисилади. Буни суюқ ва қаттиқ жисмларда уни ҳосил қилган зарралар бир-биридан атом ўлчамлигига якин масофаларда, 10^{-10} м атрофида жойлашганлиги, газларда эса зарралар оралиғи анча катта бўлиши билан тушунтирилади.

Босим. Молекуляр-кинетик тасаввурларга асосан макроскопик система тартибсиз ҳаракатланувчи молекулаларга эга ва улар доимо бир, бири билан тўқнашиб туради. Бу тўқнашишлар молекуларнинг ўзаро тўқнашишларидан иборат бўлиши ҳам мумкин ва идиш девори молекулалари билан ҳам ўзаро тўқнашиши мумкин. Идишга тўлдирилган газ молекулалари девор молекулалари билан ўзаро таъсирга эга деб ҳисоблайлик. Газ босими молекулаларнинг тартибсиз ҳаракати натижасида идиш деворига берган таъсирларнинг якуни сифатида ҳосил бўлади. Газ молекулаларини бирлик юзага бирлик вақтдаги таъсирлари ҳар хил бўлиб, ўртачаси босим деб аталувчи физик катталик билан тавсифланади.

Ҳар бир молекула ҳаракати учун механика қонунларини қўллаб, молекуланинг идиш деворига таъсирини аниқ ифодалаш мумкин эмас. Лекин молекуляр-кинетик тасаввурларга асосан босим (9) формула билан аниқланади.

Формуладан кўринадики, газнинг босими ҳажм бирлигидаги газ молекулаларининг ўртача кинетик энергиясининг учдан икки қисмига тенг. Бундан газ босими молекулалар ўртача кинетик энергияси билан ифодаланиши келиб чиқади. Юқоридаги формула муҳим аҳамиятга эга бўлиши билан бирга алоҳида молекулага тегишли катталиклар билан макросконик катталиклар орасидаги боғланишни аниқлайди. Лекин бу алоҳида олинган молекулалар учун босим тушунчаси маънога эга дегани эмас. Аксинча, жуда кўп зарралар, молекулаларга эга бўлган макроскопик системалардагина босим тушунчаси маънога эга бўлади. Демак, босим макроскопик системалар учун маънога эга бўлган жуда кўп зарралар- молекулалардан иборат эканлигидан келиб чиқадиган статистик маънодаги катталикдир.

Макроскопик нуқтаи назардан юзага берилаётган таъсир кучи F бўлса, босим қуйидагига тенг:

$$P = \frac{F}{S}$$

Суюқ ва газлардаги ички таъсир этувчи кучлар босим ҳосил қилгани каби қаттиқ жисмларда бу кучлар босимдан фарқли равишда механик кучланишлар ҳосил қилади. Лекин механик кучланишлар вектор ёки скаляр катталиклар бўлмай, анча мураккаб хоссага эга бўлган тензорлар дейилади.

Температура. Температура кундалик ҳаётда иссикдан совукни фарқлаш учун ишлатилади. Жисмларнинг исиганлик даражасини тавсифловчи макроскопик параметр температура деб аталади. Умуман олганда температура жисмларни ташкил қилган зарраларнинг иссиқлик ҳаракатининг интенсивлигини билдиради. Температурани фено менологик назариясига асосан термодинамик мувозанатли ҳолат тушунчасидан фойдаланиб ҳам ёки газлар кинетик назариясига асосан зарраларнинг илгарилама ҳаракатини ўртача кинетик энергияси орқали тушунтирилиши ҳам мумкин. Бу ерда температурани термодинамик мувозанатли ҳолатининг макроскопик параметри сифатида қандай аниқланишини кўриб чиқайлик.

Яккаланган системаларда ўз-ўзидан маълум вақт ўтгач термодинамик мувозанатли ҳолат намоён бўладики, бундан кейин системада ҳеч қандай макроскопик ўзгариш бўлмайди. Температура термодинамик мувозанатли ҳолатга хос ва системанинг ҳамма қисмларида бир хил ҳамда бундай ҳолат учун ўзгармас бўлган макроскопик параметр сифатида аниқланади.

Температурани макроскопик параметр сифатида ўлчайдиган асбоб термометр дейилади. Термометр яратиш учун бирор модда, яъни термометрик модда ва бу модданинг бирор хоссасини тавсифловчи бирор катталик, яъни термометрик катталик танлаб олиниши керак. Бу ерда олинган модда ва унга мос катталиклар ихтиёрий танлаб олиниши мумкин. Масалан, баъзи термометрларда термометрик модда сифатида, симоб, катталик сифатида ҳажм кенгайиш ёки термометрик модда сифатида металл, термометрик катталик сифатида электр қаршилиги олинади. Албатта, термометрик катталик билан температура орасида маълум боғланиш мавжуд деб ҳисобланади. Бу боғланиш симобли термометрларда симобни ҳажм кенгайиши температурага боғлиқ чизиқли ўзгаради деган далилга асосланади. Температура бирлиги ҳам ихтиёрий танланиши мумкин. Масалан, сантиметрларда ёки энергия ўлчови бирликларида ва ҳоказоларда олинилиши мумкин. Температура бирлиги қилиб градус қабул қилинган. Одатда юз градусли Цельсий шкаласи кўпроқ ишлатилади. Швед физиги Цельсий 1742 йилда таклиф этган шкалага кўра сувнинг қайнаш ва музнинг эриш нуқталари оралиғини тенг 100 та қисмларга бўлинган ва уларнинг ҳар бири градус деб аталади. Бунда музни эриши 0°С, сувнинг қайнаши 100°С га тенг деб олинади.

Энди термометрик модда сифатида идеал газ олайлик. Термометрик катталик сифатида эса идеал газнинг ўзгармас хажмдаги босимини олиш мумкин. Идеал газларда термометрик катталиги ноль бўлган температурани унинг ноли қилиб олинади ва бундай термометрик катталикка эга бўлган температуралар шкаласи мутлақ шкала, деб бу шкала бўйича аниқланадиган температура мутлақ температура дейилади. Идеал газ учун pV=RT тенгламага асосан, T=0 да p=0 чунки $V \neq 0, R$ газ табиатига боғлиқ бўлган доимийлик. Шунинг учун ҳам идеал газ шкаласи мутлақ шкала деб аталади. Бу ерда ҳам термометрик катталикнинг температурага богланишини босимнинг температурага чизиқли боғланишидан иборат деб олинади:

$$\frac{P_h}{P_э} = \frac{T_h}{T_э}$$

Формуладаги $P_к$, $P_э$ лар сувнинг қайнаш, музнинг эриш нуқталаридаги босими, $T_к$, $T_э$ қайнаш ва эриш нуқталаридаги температуралари бўлсин. Тажрибани кўрсатишича, $P_к$ / $P_э$ =1,366 / га тенг. У ҳолда $T_к$ / $T_э$ =1,3661, $T_к$-$T_э$=100 эканлигидан $T_э$ =273°С га тенг бўлиши келиб чиқади. Булардан музнинг эриш температураси 273°С га , сувнинг қайнаш температураси 373 С га тенгдир. Цельсий температурасини t билан белгилаб, t=0, t=100 қийматлар учун $T_э$ =273+0 ва $T_к$=273+100, умуман эса T=273+t деб ёза оламиз. Бундай температура шкаласининг нолига t= -273 Цельсий температурасининг қиймати мос келади.

Демак, температуралар шкаласини ноли қилиб, Цельсий температурасини -273 градуси қабул қилинган температура мутлақ температура дейилади. Шундай усул билан аниқланган температура шкаласи мутлақ температура шкаласи ёки Кельвин шкаласи дейилади. Кельвин шкаласида температура бирлиги Кельвии градуси ёки қисқача Кельвин деб аталади.

Термодииамиканинг II қонуни термометрик модданинг хоссаларига боғлиқ бўлмаган температура шкаласини белгилашга имкон беришини кейинчалик кўриб чиқамиз.

Температура умуман олганда жисм ҳолатини макроскопик тавсифловчи катталикдир. У фақат термодииамик мувозанатли системалардагина қўлланилса-да, термодинамик мувозанатли ҳолат қарор топмаган системалар учун ҳам масалан, бундай системани кичик мувозанатли системаларга ажратиб улар учун ҳам бу тушунчадан фойдаланиш мумкин.

2.1.4. Статистик мувозанатли системаларда тақсимот функция *

Фараз қилайлик, мувозанатли система ташқи муҳит билан иссиқлик контактида бўлсин, яъни унинг энергияси $(0, \infty)$ соҳада ўзгариши мумкин. Буидай мувозанатдаги берк система учун тақсимланиш функциясини аниқлайлик. Системанинг ҳар бир ҳолатига биргина энергия мос келсин. Система энергиясини

---

* Бу мавзуда А. Бойдедаев усулидан фойдаланамиз.

Е билан белгилаймиз. Бундай системанинг ҳолатлар сони Z га тенг деб ҳисоблайлик. Системанинг ҳар бир ҳолатда бўлиш эҳтимол-лиги тенг деган постулотга асослансак, системани ихтиёрий бирор ҳолатда бўлиш эҳтимоллиги 1/Z га тенг бўлади.

Энди системани dE энергия соҳасида бўлиш эҳтимоллигини аниқлайлик. dE соҳага dn(E) та ҳолат мос келса системанинг бу ҳолатларда бўлиш эҳтимоллиги 1/Z · dn(E) га тенг бўлади. Системанинг 0,E энергия соҳасида бўлмаслик эҳтимоллигини P(E) билан белгилайлик. У ҳолда системанинг энергияси бир вақтда 0,E соҳада бўлмаслиги ва E,E+dE соҳада бўлиш эҳтимоллигини dW(E) билан белгиласак, у куйидагича аниқланади:

$$dW(E)=P(E)\ 1/Z \cdot dn(E) \qquad (1)$$

Система энергияси dE да бўлиши учун (0,E) соҳада (энергия қийматларида) бўлмаслик керак. (0,E) соҳада бўлмаслигининг эҳтимоллиги P(E) десак, P(E+dE)-система энергиясини (0,E+dE) соҳада(энергия қийматларида) бўлмаслик эҳтимоллигидир. Бу эҳтимоллик (0,E) соҳада бўлмаслик эҳтимоллиги P(E) билан dE да бўлмаслик эҳтимоллиги P(dE) кўпайтмасига тенг:

$$P(E+dE)=P(E)\cdot P(dE)$$

Система энергиясининг dE да бўлиш эҳтимоллиги эҳтимолликлари тенг тақсимланганлигидан соҳа катталигига пропорционал бўлиб, пропорционаллик коэффиценти сифатида ўлчамлиги энергияга тескари бўлган β катталикни киритамиз. У ҳолда система энергияси dE да бўлиш эҳтимоллиги βdE га тенг бўлади. Эҳтимоллик тушунчасига асосан системани dE да бўлиш ва бўлмаслик эҳтимолликлари йиғиндиси бирга тенг, яъни

$$P(dE)+\beta dE=1 \qquad (4)$$

(2), (4) дан фойдаланиб

$$P(E+dE) = P(E)(1-\beta dE) \qquad (5)$$

ни ҳосил қиламиз. P(E+dE) қаторга ёйиб ва биринчи иккита ҳади билан чегараланамиз:

$$P(E+dE)=P(E)+\frac{\partial P(E)}{\partial E}dE+... \qquad (6)$$

(5),(6)ни таққослаб

$$\frac{\partial P(E)}{\partial E}=-\beta P(E)$$

ни ҳосил қилиш мумкин. Ёки ўзгарувчиларини ажратиб,

$$\frac{dP(E)}{P(E)} = -\beta dE$$

кўринишга келтириш мумкин. Бундан эса

$$P(E) = Ae^{-\beta E}$$

ҳосил бўлади. Бу ерда E=0 да A=1. Чунки P(0) =1 ишончли, муқаррар ҳодисанинг эҳтимоллиги бирга тенг. Демак охирги ифодани

$$P(E) = e^{-\beta E} \tag{7}$$

кўринишда ёзиш мумкин. У ҳолда (1) ни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$dw(E) = \frac{1}{z} e^{-\beta E} dn = f(E) dn \tag{8}$$

Бунда f(E)-тақсимланиш функцияси (эҳтимоллик зичлиги). Статистик физика (молекуляр физика)да $\beta = 1/\ kT$ бўлганда f(E)ни каноник тақсимланиш функцияси дейилади.

xdn эҳтимоллик $CE^{\nu-1}dE$ эҳтимолликка тенглигини кўрсатиш мумкин. Агар $V = \frac{4}{3}\pi E^3$, E радиусли 3 та эркинлик даражасига эга бўлган шар ҳажми бўлса, ν та эркинлик даражасига эга бўлган шар ҳажми $\Gamma_E \sim E^\nu$ бўлади. Бундан

$$d\Gamma_E \sim \nu E^{\nu-1} dE$$

ни ҳосил қилиш мумкин. Бу $d\Gamma_E$ ҳажмда (бошқача айтганда E ва E+dE радиусли гиперсфералар билан чегараланган ҳажмда) ҳолатлар сони dп деб белгиланади. Шунинг учун $dn \sim d\Gamma_E \sim \nu E^{\nu-1}$ dE ёки $dn = CE^{\nu-1}$ бўлади. Бинобарин, изланаётган эҳтимоллик dw(E) қуйидагича

$$dW(E) = CE^{\nu-1}\, e^{-\beta E}\, dE \tag{9}$$

бўлади. Бу ерда пропорционаллик коэффиценти C қуйидагича аниқланади. Нормаллаштириш шартига асосан

$$\int dW(E) = 1$$

(9) ни ҳисобга олиб, қуйидагига эга бўламиз:

$$C \int E^{\nu-1} e^{-\beta E} dE = 1 \tag{10}$$

Энергия 0 дан ∞ гача ўзгарганлиги учун

$$\int E^{\nu-1}e^{-\beta E}dE = \frac{''}{\beta^{\nu}}\int(\beta E)^{\nu-1}e^{-\beta E}d(\beta E)$$

кўринишда ёзиб ва x=βE белгилаш киритиб,

$$\frac{C}{\beta^{\nu}}\int x^{\nu-1}e^{-x}dx$$

ҳосил қилинади. Бунда

$$\Gamma(\nu) = \int_0^{\infty} x^{\nu-1}e^{-x}dx$$

гамма функция дейилади. Буни ҳисобга олиб, (10) ифодани қуйидагича ёза оламиз:

$$\frac{C}{\beta^{\nu}}\Gamma(\nu) = 1$$

Бундан

$$C = \frac{\beta^{\nu}}{\Gamma(\nu)} \tag{11}$$

ни топамиз. C қийматини (9) га қўйиб, система энергия қийматларининг эҳтимолликларини топиш мумкин:

$$dW(E) = f_{\beta,\nu}(E)dE = \frac{\beta^{\nu}}{\Gamma(\nu)}E^{\nu-1}e^{-\beta E}dE \tag{12}$$

Бунда

$$f_{\beta,\nu}(E) = \frac{\beta^{\nu}}{\Gamma(\nu)}E^{\nu-1}e^{-\beta E} \tag{13}$$

тақсимланиш функцияси гамма тақсимланишдир.

Энди β нимага тенглигини аниқлайлик. Система энергиясининг ўртача қиймати $\langle E\rangle = \int_0^{\infty} f(E)\, EdE$ формулага асосан топилади. Бунга тақсимланиш функциясига (13) ни қўйиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\langle E\rangle = \int_0^{\infty}\frac{\beta^{\nu}}{\Gamma(\nu)}E^{\nu-1}e^{-\beta E}EdE = \frac{1}{\beta\Gamma(\nu)}\int_0^{\infty}(\beta E)^{\nu}e^{-\beta E}d(\beta E)$$

Бунда ҳам x=βE алмаштиришдан фойдаланиб, охирги ифодани қуйидагича ёзамиз:

$$\langle E\rangle = \frac{1}{\beta\Gamma(\nu)}\int_0^\infty x^\nu \cdot e^{-x}dx = \frac{1}{\beta\Gamma(\nu)}\int_0^\infty x^{(\nu+1)-1}e^{-x}dx$$

Интеграл остидаги

$$\Gamma(\nu+1) = \int x^{(\nu+1)-1}e^{-x}dx$$

ифода ҳам гамма функция дейилади. Гамма функция қуйидаги хоссаларга эга:

$$\Gamma(\nu) = 1.2\ldots(\nu-1), \Gamma(\nu+1) = \nu\Gamma(\nu)$$

У ҳолда энергиянинг ўртача қиймати учун

$$\langle E\rangle = \frac{\Gamma(\nu+1)}{\Gamma(\nu)\beta} = \frac{\nu}{\beta} \tag{14}$$

ифодани ҳосил қиламиз. Бундан эса β=ν/E келиб чиқади.

Одатда, кўпинча системанинг ҳолатлари бўйича тақсимланиш қаралади. (12) ни (8) билан таққослаб, қуйидаги

$$\frac{1}{z} = \frac{\beta^\nu}{\Gamma(\nu)}E^{\nu-1}\frac{1}{\left(\dfrac{dn}{dE}\right)} \tag{15}$$

ифодани оламиз. Бунда $\frac{dn}{dE}$ ҳолатлар зичлиги дейилади. z эса статистик йиғинди ёки статистик интеграл деб аталади. (8) ифодани ҳамма ҳолатлар бўйича интеграллаб, бирга нормаллаш шартидан фойдаланиб, z учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$Z = \int e^{-\beta E}dn \tag{16}$$

Бу статистик физикада жуда муҳим аҳамиятга эга бўлган катталик.

2.1.5. Максвелл тақсимоти

Статистик мувозанатли ҳолатда иссиқлик ҳаракатидаги газ молекулалари тезликларининг ҳамма йўналишлари тенг эҳтимолликка эга бўлади. Лекин бу ҳолатдаги молекулалар тезликларининг мутлақ қийматлари бир хил эмас. Бу молекулаларнинг тартибсиз ҳаракати натижаси. Бу тартибсиз ҳаракат натижасида молекулалар тўқнашиб туради ва бу тўқнашиш тасодифий маънога эга эканлигини биламиз. Бундай тасодиф тўқнашишдан кейинги молекула ҳаракат йўналиши ҳам ихтиёрий ўзгарар экан, тезликларнинг мутлақ қиймати ихтиёрий катталикни қабул қилади. Бошқача айтганда, молекулалар тезликларининг мутлақ қиймати турлича бўлиб, тенг эҳтимолликка эга эмас. Агар молекулаларнинг тартибсиз ҳаракатида барча йўналишлари тенг эҳтимолликка эга бўлмаганида оддийгина газни идишнинг ҳамма томонига берилган босимини бир хил бўлишини ҳам тушунтириб бўлмас эди. Бундай хаотик ҳаракатда молекулалар чексиз тўқнашишга эга ва бу тўқнашиш турли-туман бўлиб, етарли кўи молекулалар сонига эга бўлган макроскопик система учун молекулаларни тезликлари бўйича тақсимланишининг маълум қонунияти намоён бўлади. Мувозанатли ҳолатнинг бу статистик маънодаги қонуниятини аниқлаш жуда ҳам муҳим аҳамиятга эга.

Идеал газ молекулаларининг энергия ёки тезлик қийматлари бўйича тақсимланиши қандай қонуниятга бўйсинишини аниқлайлик. Дастлаб, бундай қонуният мавжудлиги 1859 йили инглиз олими Максвелл томонидан аниқланган.

Тўғри бурчакли координаталар системаси берилган бўлсин. Бундай системанинг координата ўқларини $\vartheta_x, \vartheta_y, \vartheta_z$ билан белгилайлик. Координаталари тезликдан иборат бўлган уч ўлчовли фазо тезликлар фазоси дейилади. Тезликлар фазосида молекула ҳолати тезлик қийматларининг берилиши билан тўла аниқланади. Ҳар бир молекулага тезликлар фазосида $\vartheta = \sqrt{\vartheta_x^2 + \vartheta_y^2 + \vartheta_z^2}$ тезлик билан ифодаланувчи битта нуқта мос келади. Тезликнинг $\vartheta_x, \vartheta_x + d\vartheta_x; \vartheta_y, \vartheta_y + d\vartheta_y, \vartheta_z, \vartheta_z + d\vartheta_z$ соҳасига тезлик фазосидаги $d\tau = d\vartheta_x \ d\vartheta_y \ d\vartheta_z$ ҳажм элементи мос келади. Мазкур ҳолда бу соҳага мос келган ҳажм элементидаги нуқталар молекулаларнинг сонига тенг эканлигини кўрсатади. Шундай экан, ҳамма газ молекулалари тезликларининг берилининг берилиши улар тезлик фазосидаги ҳолатини белгиловчи нукталар берилишига тенг кучли бўлади. Бу эса молекулаларнинг тезликлар фазосидаги тақсимотини топишга имкон беради. Молекулалар сони N га тенг фазавий фазонинг dτ ҳажм элементига молекулаларни dN га тенг кисми мос келади. Тезликнинг $\vartheta_x, \vartheta_x + d\vartheta_x; \vartheta_y, \vartheta_y + d\vartheta_y, \vartheta_z, \vartheta_z + d\vartheta_z$ соҳаларига тўғри келган молекулалар сони dN($\vartheta_x, \vartheta_y, \vartheta_z$) биринчидан соҳа катталиги dτ га, иккинчидан тезликлар фазоси ҳажм бирлигидаги молекулалар сони (зичлиги) га пропорционал, яъни

$$dN = N\, f(\vartheta_x, \vartheta_y, \vartheta_z)\, d\tau$$

Бунда тақсимланиш функцияси f($\vartheta_x, \vartheta_y, \vartheta_z$) функциянинг идеал газ учун $E = \frac{m\vartheta^2}{2}$ бўлгандаги хусусий ҳолидир, яъни

$$f(\vartheta_x, \vartheta_y, \vartheta_z) = \frac{1}{z} e^{-\frac{m(\vartheta_x^2 + \vartheta_y^2 + \vartheta_z^2)}{2kt}}$$

Бунда $\vartheta^2 = \vartheta_x^2 + \vartheta_y^2 + \vartheta_z^2$ ва $\beta = \frac{1}{kT}$ эканлиги ҳисобга олинди.

f($\vartheta_x, \vartheta_y, \vartheta_z$) - молекулалар тезлик ташкил этувчиларининг кийматлари бўйича тақсимланиш функцияси дейилади.

Энди тезликнинг $\vartheta, \vartheta + d\vartheta$ соҳада бўлиши эхтимолини кўриб чиқайлик. Бу эҳтимолликни

$$dW(E) = \frac{dN(\vartheta)}{N} = f(\vartheta)d\vartheta$$

кўринишда ёзиш мумкин. Бунда f(ϑ) катталик молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимланиш функцияси дейилади. Бизнинг мақсад мана шу тақсимланишни аниқлашдан иборат. Маълумки,

$$dW(E) = \frac{\beta^{\nu}}{\Gamma(\nu)} E^{\nu-1} e^{-\beta E} dE \qquad (5)$$

Бунда

$$f(E) = \frac{\beta^{\nu}}{\partial(\nu)} E^{\nu-1} e^{-\beta E} \qquad (6)$$

га тенг. Тезликлар бўйича тақсимланиш f(ν) ни қуйидаги тенгликдан аниқлаймиз:

$$dW(E) = f(E)dE = f(\vartheta)d\vartheta \qquad (7)$$

Бунга асосан

$$f(\vartheta)d\vartheta = f(E)dE = \frac{\beta^{\nu}}{\Gamma(\nu)} E^{\nu-1} e^{-\beta E} dE \qquad (8)$$

ни ҳосил қиламиз. Эркинлик даражалар сони S =2ν , ν =3 га тенг ва $E = \frac{m\vartheta^2}{2}$ дан dE $= m\vartheta d\vartheta$ эканликларини ҳисобга олиб, охирги ифодани

$$f(\vartheta)d\vartheta = \frac{\beta^{\frac{3}{2}}}{\frac{\sqrt{\pi}}{2}} E^{\frac{1}{2}} e^{-\beta\frac{m\vartheta^2}{2}} m\vartheta d\vartheta \qquad (9)$$

кўринишда ёзишимиз мумкин. Баъзи бир алмаштиришлар бажариб,

$$f(\vartheta)d\vartheta = 4\pi\left(\frac{\beta m}{2\pi}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\beta\frac{m\vartheta^2}{2}} \vartheta^2 d\vartheta \qquad (10)$$

ифодани ҳосил қиламиз. Бунда

$$f(\vartheta) = 4\pi\left(\frac{\beta m}{2\pi}\right)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{\beta m\vartheta^2}{2}} \vartheta^2 \qquad (11)$$

га тенг бўлган тақсимланиш функциясидир. Идеал газ учун β=1/kT эканлигини кўрсатиш мумкин. У ҳолда бу тақсимланиш фуикцияси

$$f(\vartheta) = 4\pi\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m\vartheta^2}{2kT}} \vartheta^2 \qquad (12)$$

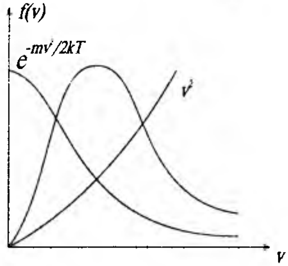
кўринишга келади . Агар

$$A = 4\pi\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} \qquad (13)$$

деб белгиласак, тақсимланиш функциясини

$$f(\vartheta) = A \cdot e^{-\frac{m\vartheta^2}{2kT}}\vartheta^2 \qquad (14)$$

шаклда ёза оламиз. Молекулаларнинг тезлик қийматлари бўйича бундай тақсимланишини Максвелл аниқлаганлиги учун Максвелл тақсимланиши дейилади. Агар абсцисса ўқи бўйлаб молекулаларнинг тезлик қийматлари, ордината ўқига эса маълум тезлик соҳасига мос молекулалар сони қўйилса, молекулаларнинг тезлик қийматлари бўйича тақсимотини ифодаловчи чизма ҳосил бўлади (2.1.5-1-расм). f(ϑ) функция чизмаси ноль қийматдан бошланишига сабаб, молекулалар тезлиги нолдан бошланиб унинг мутлақ қиймати манфий бўлиш мумкин эмаслигидир. ϑ катталикнинг ортиши билан $e^{-\frac{m\vartheta^2}{2kT}}$ ифода ϑ^2 ни ўсиш даражасидан тез кичиклашади. Шунинг учун ҳам функция нолдан бошлаб максимум қийматга ва ниҳоят, асимптотик равишда нолга интилади, яъни бу функция асимметрик эгри чизиқ кўринишида бўлади.



2.1.5-1- расм.

Чизмадан кўринадики, тезликлари жуда кичик ва жуда катта бўлган молекулалар сони ниҳоятда оз. Бу эса ϑ нинг кичик ва катта қийматларида f(ϑ) эгри чизиқни нолдан кам фарқланишида кўринади. Чунки $\vartheta \to 0$ ва $\vartheta \to \infty$ да f(ϑ) функция нолга айланади (тезлиги ноль ва чексиз бўлган молекулаларнинг ўзи йўқ). Чизмадан яна шуни кўриш мумкинки, тезликнинг маълум қийматидаги молекулалар сони энг катта бўлиб, эгри чизиқнинг максимумига тўғри келади ва уни энг катта эҳтимолли тезлик дейилади.

Энди молекулаларни ўртача тезлиги билан боғлиқ бўлган баъзи бир тушунчаларни кўриб ўтайлик.

а) Ўртача арифметик тезлик. Ўртача арифметик тезлик дейилганда барча молекулалар тезликлари йиғиндисининг молекулалар сонига нисбати билан ўлчанадиган катталикни тушунамиз. Ҳажм бирлигидаги ϑ, ϑ +d ϑ соҳага мос келган молекулалар сони n f(ϑ)d ϑ га тенг. ϑ , ϑ +d ϑ соҳада барча молекулалар тезликларининг йиғиндиси nf(ϑ) ϑ d ϑ бўлади. Агар буни тезликнинг 0 дан ∞ га ўзгаришида интеграли олинса, барча молекулалар тезлик қийматларининг йиғиндисини ҳосил қилади. У ҳолда ўртача арифметик тезлик

$$\overline{\vartheta}_{hp} \approx \frac{1}{n}\int_{o}^{\infty} n\vartheta f(\vartheta)d\vartheta \approx \int_{o}^{\infty}\vartheta f(\vartheta)d\vartheta \tag{15}$$

Бунга f(ϑ) қийматини қўйиб ва баъзи бир ҳисоблашлардан кейин қуйидаги ифодани ҳосил қилиш мумкин:

$$\overline{\vartheta}_{yp} = \sqrt{8\frac{kT}{\pi m}} \tag{16}$$

б) Ўртача квадратик тезлик. Ўртача квадратик тезлик молекулалар тезлик квадратлари йиғиндисининг молекулалар сонига нисбатидан иборатдир. Ўртача квадратик тезлик учун

$$\overline{\vartheta}_{yp.кв.} = \int \vartheta 2 f(\vartheta)d\vartheta \tag{17}$$

формулага асосан f(ϑ)қийматни қўйиб ва баъзи ҳисоблашлар бажариб

$$\overline{\vartheta}_{yp.кв.} = \sqrt{3\frac{kT}{m}} \tag{18}$$

ифодани ҳосил қиламиз. Ҳар бир молекулага тўғри келган ўртача энергия $\overline{E}$ ни аниқлайлик. Илгарилаима ҳаракатдаги ўртача кинетик энергия

$$\overline{E} = \frac{m\overline{\vartheta}^2}{2}$$

каби аниқланади. (18) билан бу ифодани таққослаб ўртача энергия

$$\overline{E} = \frac{3}{2}kT$$

га тенглигини топамиз. Идеал газ молекуласининг эркинлик даражалари сони 3 га тенг эканлигини эсласак, юқоридаги формуладан жуда муҳим хулоса, ҳар бир эркинлик даражасига $\frac{kT}{2}$ энергия тўғри келганлигини кўрамиз. Бу хулоса классик статистик физикадаги энергиянинг эркинлик даражалари бўйича тенг тақсимланиши ҳақидаги машҳур қонуннинг хусусий кўринишидир.

в) Энг катта эҳтимолли тезлик. Энг катта эҳтимолли тезлик $f(\vartheta)$ функциянинг максимум бўлиш шартидан топилади. Бунинг учун (14) ифодани ϑ бўйича дифференциаллаб, уни функцияни минумум ва максимумлик шартига асосан нолга тенглаймиз:

$$\frac{df(\vartheta)}{d\vartheta}=\frac{d}{d\vartheta}\left[Ae^{-\frac{m\vartheta^2}{2kT}}\vartheta^2\right]$$

Бундан

$$\frac{d}{d\vartheta}\left(\vartheta^2 e^{-\frac{m\vartheta^2}{2kT}}\right)=0$$

ёки

$$e^{-\frac{m\vartheta^2}{2kT}}\cdot 2\vartheta\left(1-\frac{m\vartheta^2}{2kT}\right)=0$$

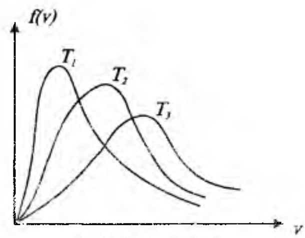
ни ҳосил қиламиз. Бу фақат $\left(1-\frac{m\vartheta^2}{2kT}\right)=0$ бўлгандагина ўринлидир.

Бу шартни қаноатлантирувчи тезлик энг катта эҳтимолга эга бўлиб,

$$\vartheta_{эхт.}=\sqrt{2\frac{kT}{m}} \qquad (19)$$

энг катта эҳтимолли тезлик дейилади.

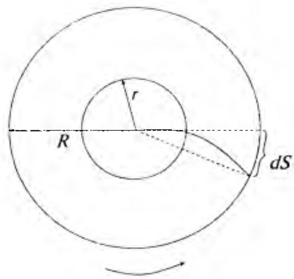
(16), (18), (19) формулалардан ўртача тезлик, ўртача квадратик тезлик, эҳтимолли тезликлардан) тақсимланиш функцияси температура ва массага боғлиқ эканлиги кўриниб турибди. Бу формулаларга асосан температура кўтарилганда эгри чизиқ максимуми ўнг томонга сурилади (2.1.5-2-расм). Лекин бу эгри чизиққа мос юза ўзгармайди.



2.1.5-2- расм.

Молекулаларни тезликлар бўйича Максвелл тақсимланиши ва ундан келиб чиқадиган натижалар статистик қонуниятлар ўринли бўлган мувозанатли ҳолат учун тўғридир. Мувозанатли ҳолатдаги газ молекулалари Максвелл тақсимланишига бўйсунади, яъни Максвелл тақсимланиш статистик маънога эга дейилади. Максвелл таксимланиш қонунига асосланиб тартибсиз ҳаракатни қуйдагича таърифлаш мумкин: агар газ молекулалари тезликлар бўйича Максвелл қонунига асосан тақсимланган бўлса, молекулалар тартибсиз ҳаракатда дейилади.

Тақсимланишнинг тажрибаларда тасдиқланиши. Максвелл таксимланишининг тўғрилигини текшириш учун жуда кўи тажрибалар қилинган. Дастлаб, 1920 йили Штерн молекулалар тезлигини аниқлашга доир тажрибалар ўтказди. Унинг тажрибаси қуйидагича бўлган. Бири иккинчисини ичига жойлаштирилган иккита цилиндр олинган (2.1.5-3-расм). Ички цилиндр ўқи бўйлаб кумуш қопланган платина сими ўтказилган. Бу симдан ток ўтказилса, уидан кумуш атомлари бугланиб, цилиндр радиуси бўйлаб ҳаракатланади ва ички цилиндрдаги вертикал энсиз тирқиш орқали ўтиб, иккинчи цилиндрнинг сиртида маълум кумуш атомлари қатламини ҳосил қилади. Албатта бунда кумуш атомларининг тезликлари температурага боғлиқ. Кумуш атомлари йўлда ҳаво молекулалари билан тўқнашмаслиги учун вакуум ҳосил қилинган. Цилиндрни ўқи бўйлаб айланма ҳаракатга мажбур этсак, ташқи цилиндр сиртида ҳосил бўлган кумуш атомлари қатлами ΔS масофага силжийди. Чунки кумуш атомлари цилиндр оралиғини босиб ўтгунча цилиндр ўз ўқи атрофида $\Delta\varphi$ бурчакка бурилади. Кумуш атомлари цилиндр оралиғини $\Delta t = \frac{R}{\vartheta}$ вақт ичида ўтгунча, цилиндр ўз ўқи атрофида $\Delta\varphi$ бурчакка $\Delta t = \frac{\Delta S}{wR}$ вақтда бурилади. Буларни таққослаб:



2.1.5-3- расм.

$$\vartheta = \frac{\omega R^2}{\Delta S} \qquad (20)$$

эканлигини топиш мумкин. Тажрибадан ΔS силжишни, айланиш тезлигини ва цилиндр радиусини ўлчаб формуладан ϑ ни ҳисоблаб чиқсак, Максвелл тақсимланишидан келиб чиқадиган ўртача тезликка тенглигини кўрамиз.

1929 йили Ламмерт ва 1947 йилда Штерн, Истерман, Симпонлар тажрибалар ўтказиб, Максевелл тақсиланиши тажриба натижаларига мос келишини кўрсатди. Бу тажрибаларда молекулалар Максвелл тақсимланишига бўйсунганлигидан ΔS қатлами маълум тақсимотга эга бўлиб, чаплашган из ҳосил бўлишида намоён бўлади. Юқоридаги тажрибаларда молекулаларнинг ўртача тезлиги 500 м/с атрофида бўлишлиги аниқланган. Бу эса Максвелл тақсимланишидан ҳосил қилинган

$$\vec{\vartheta} \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}$$

формулага асосан, кислород учун

$$\mu = 32\frac{кг}{кмоль},\ T = 300K$$

ва R қийматини қўйиб,

$$\vec{\vartheta} = \sqrt{\frac{8 \cdot 8{,}31 \cdot 10^3 \cdot 300}{3{,}14 \cdot 32}} \approx 500\ м/с$$

га мос келишлигини кўрсатади.

2.1.6. Больцман тақсимоти

Агар система ташқи таъсирга эга бўлмаса, молекулаларнинг хаотик ҳаракати натижасида молекулаларнинг текис тақсимланиши юз беради. Молекулаларнинг бундай ҳажм бўйича текис тақсимланиши мувозанатли ҳолатни юзага келтиради. Бизга маълумки, мувозанатли ҳолат учун

$$f(E) = \frac{1}{Z} e^{-\beta E} \qquad (1)$$

тақсимот ўринли бўлиб, идеал газ учун $\beta = \frac{1}{kt}$, битта зарра учун тўла энергия

$$E = \frac{m\vartheta^2}{2} + U_n \qquad (2)$$

га тенг. Бунда $U_n(x,y,z)$ зарранинг x,y,z нуқтадаги потенциал энергияси. Агар зарраларнинг факат фазо нукталарида бўлиш эҳтимоллиги қизиқтирса, унда dw(E)=f(E)dn эҳтимолликни тезликларнинг барча қийматлари бўйича интеграллаш лозим, яъни

$$\iiint dw(E) = dxdydz \iiint f(\vartheta_x \vartheta_y \vartheta_z, x, y, z) d\vartheta_x d\vartheta_y d\vartheta_z = f(x,y,z)dxdydz \qquad (3)$$

Бунда

$$f(x, y, z) = Be^{-\frac{U_n}{kT}} \qquad (4)$$

потенциал майдондаги тақсимотни ифодалайди. Эҳтимоллик зичлиги тушунчасига асосан

$$f(x,y,z) = \frac{n(x,y,z)}{N}, \qquad (5)$$

Бунда N - зарраларнинг умумий сони, n(x,y,z) - x,y,z нуқтадаги зарралар сони (зичлиги). (5)га асосан (4) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{n(x,y,z)}{N} = Be^{-\frac{U_n}{kT}} \qquad (6)$$

ёки

$$n(x,y,z) = n_0 e^{-\frac{U_n}{kT}} \qquad (7)$$

Ташқи майдон сифатида оғирлик кучи ҳосил қилган майдонни олайлик, яъни U(x,y,z)=mgh бўлсин. Буни ҳисобга олиб, охирги ифодани қуйидагича ёзиш мумкин.

$$n = n_0 e^{-\frac{mgh}{kT}} \qquad (8)$$

Одатда бу ифода Больцман тақсимоти дейилади. Тенгламадаги n_0 потенциал энергия нолга тенг бўлганда ҳажм бирлигидаги молекулалар сонидир. n-потенциал энергия E=U қийматга тенг бўлгандаги ҳажм бирлигидаги молекулалар сони. Молекулаларнинг тезлик қийматлари бўйича тақсимоти ташқи потенциал кучларга боғлиқ бўлмагани каби потенциал энергия қийматлари бўйича тақсимланиш тезликларнинг тақсимланишига боғлиқ эмас. Ҳар иккала тақсимланишни бирлаштириб,

$$f(E)=f(\vartheta)f(U) \tag{9}$$

ёки

$$f(E)=4\pi\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2}\bullet\cdot e^{-\left(\frac{m\vartheta^2}{2kT}+\frac{mgh}{kT}\right)}\cdot\vartheta^2 \tag{10}$$

кўринишида ёза оламиз. Бу ифодани Максвелл - Больцман таксимланиши дейилади. Бошқача айтганда, бу потенциал энергиянинг маълум қийматидаги молекулаларнинг $\vartheta,\vartheta+d\vartheta$ тезлик соҳасига мос келувчи тақсимланишидир.

(8) формуладан $T\to\infty$ да $n\to n_0$ га тенг бўлиб, молекулалар баландлик бўйича текис тақсимланишга интилади, яъни молекулалар сони баландликка қараб секин камая боради. $T\to 0$ да $n\to 0$ бўлиб, ҳамма молекулалар Ер сирти бўйича жойлашади. Молукулаларнинг баландлик бўйича тақсимланиши уларни иссиқлик ҳаракати билан оғирлик кучи таъсири натижаси сифатида намоён бўлади. Бу қонун молекулаларнинг потенциал энергия қийматлари бўйича тақсимоти бўлиб, исталган потенциал кучлар ҳосил қилган майдон учун ҳам тўғридир. Баъзан бу қонунни Больцманнинг е-қонуни дейилади.

(8) формулани газлар кинетик назариясининг $p = nkT$ формуласидан фойдаланиб

$$p=p_0e^{-mgh/kT} \tag{11}$$

кўринишида ёзиш мумкин. P ва P_0 катталиклар мос равишда h ва $h=0$ баландликлардаги босимлардир. Бу формула барометрик формула дейилади. Формуладан кўринадики, баланлик ортиши билан босим камайиб боради ва бу камайиш экспоненциал равишда ўзгаради.

1909 йили Перрен тажрибада $n_1/n_2=e^{-(U_1+U_2)/kT}$ формулага асосланиб Авагадро сони (ёки Больцман доимийлиги) ни аниқлашга муваффақ бўлди.

2.1.7. Температураниинг статистик маъноси

Молекулалар илгариланма ҳаракатининг ўртача квадратик тезлиги Максвеллнинг тезликлар бўйича тақсимланиш қонунидан

$$\overline{\vartheta}^2 = \frac{3kT}{m} \qquad (1)$$

га тенг бўлади.

Ўртачанинг квадрати ва квадратнинг ўртачаси тушунчалари умуман олганда бир хил маънога эга эмас. Формулада $\overline{\vartheta^2}$ катталик тезлик квадратининг ўртачаси бўлиб, қисқача ўртача квадратик тезлик дейилади.

(1) дан

$$m\overline{\vartheta}^2 = 3kT$$

ни ҳосил қилиб, унинг ҳар икки томонини 1/2 га кўпайтириб,

$$\frac{m\overline{\vartheta}^2}{2} = \frac{3}{2}kT \qquad (2)$$

ни ҳосил қиламиз. Бунда m- молекула массаси. k-Больцман доимийлиги.

$$\overline{E} = \frac{m\overline{\vartheta}^2}{2} \qquad (3)$$

(3) молекула илгарлама ҳаракатидаги ўртача кинетик энергиядир. (3) ни хисобга олиб, (2) ни куйидагича ёзиш мумкин:

$$\overline{E} = \frac{3}{2}kT \qquad (4)$$

формуладан жуда муҳим хулоса, температурани молекулаларнинг ўртача кинетик энергияси орқали ифодаланиши, яъни уни статистик маънога эга эканлиги келиб чиқади. Бундай хулоса молекуляр-кинетик тасаввурлар асосида ҳам (2.1.3 (7)) да олинган бўлиб, температура макроскопик катталик сифатида таърифланган эди.

(4) формулада k - Больцман доимийлиги эканлигини ҳисобга олиб ва пропорционаллик коэффициенти (3/2)k га тенг десак, молекула илгариланма ҳаракат кинетик энергиясининг ўртачаси температурага пропорционал деган ҳулосага келамиз. Бундан

Бундан эса мутлақ температура идеал газ молекуласининг ўртача илгарлама ҳаракат энергиясининг ўлчови деб ҳисоблашга имкон беради. Демак, молекула илгарлама ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси фақатгина температурага боғлиқ экан. Бошқача айтганда, температура молекулалар илгарлама ҳаракатининг ўртача энергияси билан аниқланади.

(4) формулага асосан молекулаларнинг илгарланма ҳаракати нолга айланадиган, яъни хаотик ҳаракати бутунлай тўхтайдиган температура температуранинг мутлақ ноли дейилади. Ҳисоблашлар мутлақ ноль Цельсий шкаласининг -273°С га тўғри келади. Лекин бу температурада ҳаракатни бутунлай ҳамма тури тўхтайди дегани эмас. Чунки атом ва молекулаларнинг тўла тинч ҳолатга ўтиши Гейзенберг ноаниқлик принципига мос келмайди. Мутлақ ноль температурада ҳам зарраларнинг маълум ҳаракат турлари сақланиб қолади ва бу ҳолатдаги зарралар минимум энергияга эга бўлади.Бу энергия иссиқлик ҳаракати энергияси ҳам бўлмай, ноль энергия дейилади.

Квант механикада гармоник осциллятор учун ҳам бундай энергия мавжудлиги кўрсатилади:

$$E_0 = \frac{\hbar\omega}{2} \qquad (5)$$

Молекулалар илгариланма ҳаракат кинетик энергияси молекулалар тезликларининг функцияси бўлиб, молекулаларнинг тезликлари статистик қонуниятларга бўйсунади. Бундан температура ҳам жуда кўп молекулаларнинг тартибсиз ҳаракатидан келиб чиқадиган статистик қонуниятга бўйсунувчи катталикдир деб айта оламиз. Молекулалар етарли кўп ва тартибсиз ҳаркатда бўлганлиги сабабли бирор молекуланинг илгарилама ҳаракатдаги тезлиги эмас, молекула ҳаракат тезлигининг ўртачаси ёки бирор молекуланинг илгарилама ҳаркатдаги кинетик энергияси эмас, молекула кинетик энергиясининг ўртачаси ҳақида гапирилади. Шунинг учун ҳам бир ёки бир неча молекулалар температураси ҳақида гапириш маъносиздир. Демак, температура жуда кўп молекулалардан тузилган макроскопик системага хос статистик маънодаги катталикдир.

2.1.8. Статистик физика асосида термодинамик катталикларни аниқлаш

Агар системага оид энергетик киймат (катталик)лар маълум бўлса статистик физика ҳисоблашларига асосланиб барча термодинамик катталикларни аниқлаш мумкин. Бундай йўл билан биз термодинамик катталикларни чукуррок ўрганишга, уларнинг маъносини тўғрирок тушунишга, термодинамик конуниятларни физик мохиятини англашга эришамиз. Бу айникса босим, температура, энергия, энтропия каби тушунчаларнинг физик талкинида (интерперетациясида) аниқ кўринади.

Статистик физика етарли кўп атом ва молекулалардан тузилган макроскопик система ҳолати ва хусусиятларини ўрганади. Мувозанатли ҳолатдаги системаларни статистик усулда тавсифлаш физиканинг барча соҳаларида кенг қўлланишга эга. Шу билан бирга физик ҳодисаларни тўлиқ тавсифлаш учун квант табиатини ҳисобга олиш керак. Кўп холларда классик механика тасаввурларига асосланган фенемонологик маънодаги термодинамика қонунлари жуда кўп ҳодисаларни тўғри тушунтиради. Масалан, термодинамика қонунлари ва термодинамик функциялар усули мувозанатли системалардаги жуда кўп қонуниятларни аниқлашга имкон беради. Лекин термодинамикани муҳим камчилиги термодинамик функциялар кўринишини аниқлаб бера олмайди. Фақат тажрибадан ёки физиканинг назарий равишда асосланган бошқа қисмидан олишга мажбур. Шу билан бирга модда тузилишига боғлиқ молекуляр катталиклар бўлган термодинамик коэффицентларнинг маъносини термодинамик нуқтаи назардан изоҳлаш қийин. Чунки термодинамика моддаларни нималардан тузилганлиги билан қизиқмайди. Бириданн иккинчисининг устунлиги бўлмасада статистик механикага асослаган статистик физика мувозанатли ҳолатдаги макросистема хоссаларини тўла тавсифлашнинг асосий ва мантиқий усули эганлигини кўрсатади.

Бир ҳодисани икки хил ўрганиш, статистик ва термодинамик усул орасида узвий боғланиш мавжудлиги табиийдир. Термодинамика ва статистик физика бир-бирини тўлдирган ҳолда статистик физика асосида термодинамикани баён этиш усули статистик термодинамика дейилади.

Статистик термодинамиканинг вазифаси биринчидан, моддаларни молекуляр тузилишини ҳисобга олган ҳолда статистик усулдан фойдаланиб термодинамик катталиклар: босим, темиература, энтроиия каби тушунчалар ҳамда термодинамика қонунларини асослашдир. Иккинчидан, термодинамик ҳолат функцияларини келтириб чиқариш ва улар асосида термодинамик катталикларни аниқлаш мумкинлигини кўрсатиш. Учинчидан, молекуляр катталиклар билан ифодаланувчи термодинамик коэффицентларни изоҳлашдир.

Маълумки, 5.1.4 даги (8) формулага асосан

$$dw(E) = \frac{1}{Z} e^{-\beta E} d\text{п} = f(E) d\text{п} \qquad (1)$$

ифодани ёзамиз . Бунда

$$Z = \int e^{-\beta \mathrm{E}} d\text{п} \qquad (2)$$

ҳолат интеграли (статистик йиғинди ёки статистик интеграл) дейилади. (1) ни

$$\frac{1}{Z} = e^{F\beta} \qquad (3)$$

белгилаш киритиб шундай ёзамиз:

$$dw(E) = f(E) d\text{п} = e^{(F-E)\beta} d\text{п} \qquad (4)$$

Бунда F - система ҳолатини аниқловчи бирор катталик бўлиб нормаллаш шартидан топилади:

$$\int dw(E) = \int e^{(F-E)\beta} d\text{п} = e^{F\beta} \int e^{-\beta E} d\text{п} = 1$$

ёки

$$e^{-F\beta} = \int e^{-\beta \mathrm{E}} d\text{п}$$

кўринишда ёзиб, логарифмлаб

$$F = -\frac{1}{\beta} \ln \int e^{-\beta \mathrm{E}} d\text{п}$$

га тенглигини топамиз.

(2) ни ҳисобга олиб охирги ифодани

$$F = -\frac{1}{\beta} \ln Z \qquad (5)$$

деб ёза оламиз. (5) дан кўринадики ҳолат интеграли Z ни билган ҳолда (5) формула ёрдамида система ҳолатини ифодаловчи F термодинамик катталикни аниқлаш мумкин.

Ҳолат интегралини ҳисоблаш учун система энергиясини билиш керак. Системани тўла энергияси зарраларнинг ҳаракати ва ўзаро таъсирини аниқловчи асосий молекуляр катталик ҳисобланади. Аслида ҳолат интегралини реал системалар учун аниқлаш масаласи мураккаб. Бунга сабаб системага оид тўла энергиянинг кўринишини аниқ ифодалаб бўлмаслиги, ҳатто тақрибий ифодалаш ҳам осон эмаслигидир. Шунинг учун реал системаларни ўрганишда идеаллаштирилган моделлардан фойдаланиш қулайдир.

Маълумки, зарралар ўртасидаги ўзаро таъсирлашув ҳисобга олмаслик даражада кичик бўлган зарралар тўплами идеал газ деб қаралади. Бунда зарраларни ўзаро таъсир энергияси идеал газнинг тўла энергиясига қараганда ҳисобга олмаслик даражада кичик бўлиш шартига асосланади. Акс ҳолда зарралар ўртасида ҳеч қандай ўзаро таъсирлашув бўлмаслиги системада ҳар қандай микроўзгаришлар бўлмаслигига, бу эса мувозанатли ҳолатни юзага чиқмаслигига, бошқача айтганда мувозанатли ҳолатни тавсифловчи статистик тақсимотни қарор топмаслигига олиб келган бўлур эди. Шунинг учун идеал газ моделида бу газни ҳосил қилувчи зарраларни ўзаро таъсир кучлари нолга тенг бўлиши мумкин эмас. Бундай қараш идеал газни квазистатистик - бир-бирига даҳлсиз зарралар тўплами дейишга асос бўла олади.

N та заррали идеал газнинг тўла энергияси ҳар бир зарраларнинг энергиялари йиғиндисига тенг:

$$E = \sum_{i=1}^{N} \varepsilon_i \qquad (6)$$

Ҳар бир молекуланинг тўла энергияси уларнинг кинетик ва потенциал энергиялари йиғиндисига тенг:

$$\varepsilon_i = \frac{P_i^2}{2m} + U_n \qquad (7)$$

Идеал газни зарралар ансамбли–тўплами деб қаралганда Гиббс тақсимланиши (1) дан

$$\beta = \frac{1}{\theta} = \frac{1}{kT} \tag{8}$$

бўлганда куйидаги келиб чиқади:

$$f(E) = f(q.p) = \frac{1}{Z} e^{-\frac{E}{\theta}} \tag{9}$$

(8) ни ҳисобга олсак (5) ни ёзиш мумкин:

$$F = -\theta \ln z \tag{10}$$

Бунда

$$Z = \int e^{-\frac{E}{\theta}} d_t \Gamma \tag{11}$$

га тенг бўлиб, ҳар бир ҳолатга фазавий фазони dГ=dqdp ҳажм элементи мос келишини ҳисобга олсак ҳолат интеграли (11) кўринишда бўлади. Бу ерда интеграл фазавий фазонинг барча dГ элементлари бўйича олинади.

Энди система ҳолатини тавсифловчи F катталикни аниқлайлик. Энергиянинг ўртача қиймати учун

$$\overline{E} = \frac{\int E \cdot e^{-E/\theta} d\Gamma}{\int e^{-E/\theta} d\partial} \tag{12}$$

ифодани ёзиб оламиз. $\beta = \frac{1}{\theta}$ алмаштиришдан фойдаланиб

$$\frac{\partial}{\partial \beta} \int e^{-\beta E} d\partial = \int E e^{-\beta E} d\Gamma \tag{13}$$

ёрдамчи формулани ҳосил қиламиз (11)ва(13)ни(12)га қўйиб

$$\overline{E} = -\frac{1}{Z}\frac{\partial Z}{\partial \beta} = -\frac{\partial \ln z}{\partial \beta}$$

кўринишга келтирамиз. Аксинча β дан θ га қайта ўтиш орқали

$$\left(d\beta = -\frac{1}{\theta^2} d\theta\right) \frac{\partial \ln z}{\partial \beta} = \frac{\partial \ln z}{\left(-\frac{\partial \theta}{\theta^2}\right)} = \frac{\partial \ln z}{\partial \theta} \theta^2$$

ифодага эга бўламиз. Буни ҳисобга олиб энергиянинг ўртача қиймати

$$\overline{E}=\theta^2\frac{\partial\ln z}{\partial\theta} \tag{14}$$

га тенглигини аниқлаймиз. (10) дан

$$\ln z=-\frac{F}{\theta}$$

ни топиб (14)га қўйсак

$$\overline{E}=\theta^2\frac{\partial}{\partial\theta}\left(-\frac{F}{\theta}\right)=\theta^2\frac{F-\theta\left(\frac{\partial F}{\partial\theta}\right)}{\theta^2}=F-\theta\frac{\partial F}{\partial\theta}$$

ёки

$$F=\overline{E}+\theta\frac{\partial F}{\partial\theta} \tag{15}$$

ифодани ҳосил қиламиз. (15)ни термодинамикадаги Гиббс - Гельмгольц тенгламаси

$$F=E+T\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V \tag{16}$$

билан таққослаб ва F температурага боғлиқ бўлмаганда (15) дан

$$F=\overline{E}, \tag{17}$$

яъни F - системанинг ўртача энергиясига тенг катталик эканлиги келиб чиқади. Бошқача айтганда, F система ҳолатини тавсифловчи термодинамик катталик бўлиб эркин энергия дейилади. Демак, (10) статистик катталик Z ни билган ҳолда термодинамик катталик эркин энергияни топиш мумкин бўлган муҳим формуладир. Шундай қилиб, статистик усул билан термодинамик катталик F ни аниқлаш учун ҳолат интеграли ҳисобланади ва унинг ёрдамида (10) формуладан фойдаланиб эркин энергия аниқланади.

Энтропия, босим, ички энергия ва бошқа термодинамик катталиклар эркин энергия ёки ҳолат интеграли ёрдамида қуйидагича аниқланади:

$$S=-\left(\frac{\partial F}{\partial \mathrm{T}}\right)=k\left[\ln z+\left(\frac{\partial\ln z}{\partial\ln \mathrm{T}}\right)_V\right], \tag{18}$$

$$P=\left(\frac{\partial F}{\partial v}\right)_T=kT\left(\frac{\partial\ln z}{\partial v}\right)_T, \tag{19}$$

$$U = F + TS = k\left(\frac{\partial \ln z}{\partial \ln T}\right). \qquad (20)$$

Ниҳоят статистик усул билан идеал газ энергияси, идеал газ ҳолат тенгламасини ҳосил қилиш мумкинлигини кўрсатайлик. Соддалик учун бир атомли идеал газни текширайлик.

Идеал газ тўла энергия ифодаси (6)ни (11) га қўямиз:

$$Z = \int e^{-\sum_{i=1}^{N} \varepsilon_i / kT} dqdp \qquad (21)$$

ёки

$$Z = \int e^{-\varepsilon_1 / kT} dqdp \cdot \int e^{-\varepsilon_2 / kT} dqdp \cdots \int e^{-\varepsilon_i / kT} dqdp$$

кўринишида ёзиб оламиз. Бунда ҳамма интеграллар бир хил, фақат белгилаш билан фарқланади, десак

$$Z = \left[\int e^{-\varepsilon / kT} dqdp\right]^N \qquad (22)$$

шаклга эга бўлади. Катта қавс ичидаги ифодани (7) дан фойдаланиб

$$\int e^{-\varepsilon / kT} d\Gamma = \int e^{-\left[p_i^2 / 2m + U_n\right] / kT} dqdp = \int e^{-P^2 / 2mkT} dp \cdot \int e^{-U_n / kT} \cdot dq$$

кўринишда ёзиб олиш мумкин. Маълумки, идеал газ энергияси координатага боғлиқ бўлмайди. Чунки идеал газнинг потенциал энергияси зарралар ўзаро таъсирга эга эмаслигидан идиш ичида нолга тенг, идиш чегарасида чексиз бўлиб амалда идеал газ молекулалари идишдан чиқиб кета олмайди. Охирги тенгликни иккинчи интеграл остидаги ифодаси бирга тенг бўлиб, dq бўйича олинган интеграл идиш ҳажмини беради:

$$\int e^{-U_n / kT} dq = \int dxdydz = v$$

Юқоридагиларни ҳисобга олиб (22)ни ёзиш мумкин:

$$Z = v^N \left[\int e^{-P^2 / 2mkT} \cdot dp_x dp_y dp_z\right]^N.$$

Бу интегрални

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-P^2/2mkT} dp = (2\pi mkT)^{1/2}$$

Пуассон интегралидан фойдалниб ҳисоблаш осон. Шундай қилиб, идеал газнинг ҳолат интеграли юқоридаги аниқ интегралларни ҳисобга олсак қуйидагига тенг бўлади:

$$Z = v^N (2\pi mkT)^{3/2 \cdot N} \tag{23}$$

$\theta = kT$ эканлигини ҳисобга олиб идеал газ ўртача энергияси (14)ни қуйидагича ёзамиз:

$$\overline{E} = \theta^2 \frac{\partial \ln Z}{\partial \theta} = kT^2 \left(\frac{\partial \ln Z}{\partial T} \right) = kT^2 \frac{1}{Z} \cdot \frac{\partial Z}{\partial \Gamma}$$

(23)ни ҳисобга олсак охирги ифода қуйидагича бўлади:

$$\overline{E} = kT^2 \frac{1}{Z} \cdot \frac{\partial Z}{\partial T} = \frac{3}{2} NkT \tag{24}$$

Бу N та заррали идеал газ энергиясидир.

Энди идеал газ ҳолат тенгламасини

$$P = -\left(\frac{\partial F}{\partial v} \right)_T = \theta \frac{\partial \ln Z}{\partial V} \theta \frac{l \partial Z}{Z \partial V}$$

формуладан фойдаланиб топамиз. Бунинг учун Z нинг қийматини (23)дан олиб ва $\theta = kT$ эканлигидан юқоридаги ифодани шундай ёзамиз:

$$P = kT \frac{N \cdot v^{N-1}}{v^N} = Nk \frac{T}{V}$$

Бунда N - 1 моль идеал газдаги зарралар сони, k-Больцман доимийлиги десак N·k = R га тенг бўлиб юқоридаги ифодани

$$P = \frac{RT}{V}$$

ёки

$$P \cdot V = R \cdot T$$

кўринишга келтирамиз. Бу эса идеал газ ҳолат тенгламасидир. Маълумки, ҳолат тенгламаси термодинамик усул билан келтириб чиқарилмасдан тажрибадан олинган ҳақиқат сифатида қаралади. Юқорида статистик усул билан ҳолат тенгламаси келтириб чиқарилиши кўрсатилди.

2.1.9. Энергиянинг эркинлик даражалари бўйича тенг тақсимоти

Максвелл кўрсатганидек, иссиқлик мувозанати ҳолатида молекулаларнинг эркинлик даражалари бўйича энергия тенг тақсимланган бўлади. Эркинлик даражалари сони деганда, механика нуқтаи назаридан фазодаги жисмнинг вазиятини ва конфигурациясини белгиловчи мустақил эркин ўзгарувчи координаталар сони тушунилади. Моддий нуқтанинг фазодаги вазияти учта x, y, z ёки r, θ, φ сферик координаталар билан аниқланади. Шунинг учун моддий нуқтанинг эркинлик даражалари сони 3 га тенг дейилади.

Бир атомли газ, масалан, молекуласи фақат битта атомдан иборат бўлган газлар аргон, гелийлар учта эркинлик даражасига эга. Икки, уч ва ундан ортиқ атомли газ молекулалари 5,6 ва ундан ортиқ эркинлик даражасига эга бўлиши мумкин.

Икки атомли молекулада бир-бирига нисбатан вазиятини ўзгартирмайдиган қаттиқ боғланиш мавжудлигидан унинг эркинлик даражалар сони 5 га тенг.

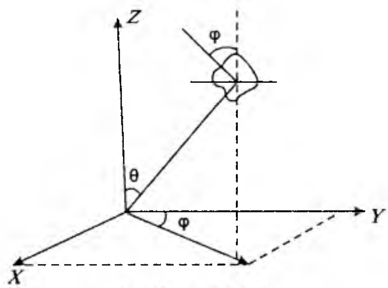
Молекула атомлари қаттиқ боғланишга эга эмас, яъни уларда эластик боғланиш мавжуд деб ҳисобласак, унинг эркинлик даражалари сони 6 га тенг бўлади.

Тебранма эркинлик даражалар сони атомнинг тебранма ҳаракатини ифодалайди. Умуман молекулаларнинг эркинлик даражасини аниқлашда атомларни моддий нуқта деб, бир атомли молекулани 3 та эркинлик даражасига эга, икки атомли қаттиқ боғланишдаги молекула эркинлик даражаси 3 та илгариланма ва иккита айланма эркинлик даражасига, агар эластик боғланишда деб ҳисобласак, 3 та илгарилама ва иккита айланма ҳамда битта тебранма эркинлик даражасига, ниҳоят 3 ва ундан ортиқ қаттиқ боғланишдаги молекулалар 3 та илгарилама, 3 та айланма эркинлик даражасига эга деб ҳисобланади. Ҳаракат турларининг биридан иккинчисини афзаллиги йўқлигидан ҳар бир ҳаракат турига мос эркинлик даражаларига бир хил энергия тўғри келади (2.1.9-1- расм).

Битта молекулага тўғри келган эркинлик даражалар сони i га тенг дейлик. Статистик мувозанатли ҳолатнинг тақсимланиш функциясига асосланиб, энергиянинг эркинлик даражалар бўйича тенг тақсимланишини исботлайлик. Бизга маълумки,

$$E=\frac{\nu}{\beta}=\frac{i}{2\beta} \qquad (1)$$

Бунда i=2 ν эркинлик даражалар сони. Формуладан кўринадики, ҳар бир эркинлик даражасига (1/2)·β энергия мос келади. Системаиинг ҳолатлар бўйича тақсимланиш функцияси



2.1.9-1- расм.

$$f(E)=\frac{1}{z}e^{-\beta E} \qquad (2)$$

га

$$\frac{1}{z}=e^{F\beta} \qquad (3)$$

белгилаш киритиб, қуйидагини ёзамиз:

$$f(E)=e^{\beta(F-E)} \qquad (4)$$

Бунда F система ҳолатини ифодаловчи катталик. Гиббс томонидан аниқланган умумлашган система энтропия ифодаси

$$S=-\langle\ln \int(E)\rangle \qquad (5)$$

га тенг. Энтропия ифодасини (4)ни ҳисобга олиб, қуйидагича ёзиш мумкин:

$$S=-\langle\ln e^{\beta(F-E)}\rangle=\beta\langle E-F\rangle \qquad (6)$$

(3) дан

$$\ln z=-\beta F \qquad (7)$$

ни топамиз. (1), (7) ни (6)га қўйиб энтропия учун

$$S=\nu+\ln z \qquad (8)$$

ифодани келтириб чиқарамиз.

Агар энтропия фақат β, ν,V га боғлиқ деб ҳисобласак, қуйидагини ёзиш мумкин:

$$ds=\left(\frac{\partial s}{\partial U}\right)_{\nu,\nu}dU+\left(\frac{\partial s}{\partial V}\right)_{\beta,\nu}dV+\left(\frac{\partial s}{\partial \nu}\right)_{\beta,\nu}d\nu$$

Бунда

$$\left(\frac{\partial s}{\partial U}\right)_{V,\nu} dU = \left(\frac{\partial s}{\partial \beta}\right)_{V,\nu} d\beta$$

Энтропия ифодасининг ҳар иккала томонини $\theta = \frac{1}{\beta}$ га кўпайтирамиз:

$$\theta ds = \theta\left(\frac{\partial s}{\partial U}\right)_{V\nu} dU + \theta\left(\frac{\partial s}{\partial V}\right)_{\beta,\nu} dV + \theta\left(\frac{\partial s}{\partial \nu}\right)_{\beta,V} d\nu \qquad (9)$$

Бизга термодинамикадан маълумки,

$$\theta ds = dU + pdV - \mu d\nu \qquad (10)$$

(9) ва (10) ни таққослаб, куйидагиларни ҳосил қиламиз:

$$\theta\left(\frac{\partial s}{\partial U}\right)_{V,\nu} = 1 \qquad (11)$$

$$\theta\left(\frac{\partial s}{\partial V}\right)_{\beta,\nu} = P \qquad (12)$$

$$\theta\left(\frac{\partial s}{\partial \nu}\right)_{\beta,V} = -\mu \qquad (13)$$

Бу ифодаларда термодинамикадан маълум бўлган U - ички энергия, Р-босим, μ- химик потенциалдир. Функциянинг оддийлаш шартига асосан:

$$\int f(E)dn = 1$$

ёки

$$\frac{1}{z}\int e^{-\beta E} dn = 1$$

Бундан

$$z = \int e^{-\beta E} dn \qquad (14)$$

ни ҳосил қиламиз. (14)ни ҳисобга олиб, (8) дан U,ν ларни маълум белгиланган қийматлари учун

$$\left(\frac{\partial s}{\partial V}\right)_{\beta,\nu} = \frac{N}{V} \qquad (15)$$

ҳосил қилинади. (15), (12)ни таққослаб

$$\frac{P}{\theta}=\frac{N}{V} \tag{16}$$

деб ёза оламиз, Система энергиясини эркинлик даражалар сонига нисбати учун

$$\frac{U}{i}=\frac{(E(}{i}=\frac{1}{2\beta}=\frac{\theta}{2}$$

ифодани ёзиш мумкин. Бунга(16) ни қўйиб

$$\frac{U}{i}=\frac{pV}{2N} \tag{17}$$

яъни, умуман ҳар бир эркинлик даражалар сонига ўртача $\frac{pV}{2N}$ энергия мос келишини топамиз. Бундан эса идеал газ учун

$$\frac{pV}{2N}=\frac{RT}{2N}=\frac{kT}{2} \tag{18}$$

бизга таниш бўлган ифода келиб чиқади. Бунда $k=\frac{R}{N}$ Больцман доимийлиги, формуладан кўринадики, ҳар бир эркинлик даражаларига $\frac{kT}{2}$ энергия тўғри келар экан. Ҳаракат туридан қатъий назар ҳар бир эркинлик даражасига температурага пропорционал бўлган $\frac{kT}{2}$ ўртача энергия мос келади ва бу хулоса энергиянинг эркинлик даражалар бўйича тенг тақсимланиш қонуни дейилади. Эркинлик даражалар сони і га тенг бўлган молекулага мос энергия

$$E=\frac{i}{2}kT \tag{19}$$

бўлади. 1 моль газ учун бу ифода

$$E=\frac{N_i}{2}kT=\frac{i}{2}RT \tag{20}$$

га тенг бўлади.

2.1.10. Газлар кинетик назариясининг асосий тенгламаси

Молекулалар ҳаракати хаотик, тартибсиз бўлиб, бу ҳаракат натижасида улар бир-бири билан ва идиш деворини ҳосил килувчи модда молекулалари билан ўзаро таъсирга эга бўлади. Бу ўзаро таъсир молекулалар орасидаги масофага боғлиқ бўлиб, масофа ортиши билан тез камаяди. Ўзаро таъсирлар натижасида молекулаларни доимо ҳаракат йўналиши ўзгариб туради. Газ молекулалари билан идиш девори ҳосил қилган ўзаро таъсирлардан фойдаланиб, газнинг деворга берган таъсир кучи - босимини баҳолаш мумкин. Идиш деворининг бирлик юзига бирлик вақтда молекулалар урилишидан берилаётган импульслар бу газнинг деворга кўрсатган босимини ифодалайди. Бошқача айтганда, бирлик вақт ичида идиш деворининг бирлик юзига молекулаларнинг келиб урилиши натижасида берилаётган импульслар йиғиндиси босимни ҳосил қилади. Молекулалар ҳаракати мутлақо тартибсиз бўлгани учун уларнинг ҳаракат йўналиши ҳам мутлақо ихтиёрий, бир хил эҳтимолга эга бўлиб, бирор йўналиши бошқасидан устуиликка эга эмас. Шунинг учун ҳам газнинг ҳамма томонига берилаётган босим бир хилдир. Ҳар бир молекула X ўққа перпендикуляр юзага келиб эластик урилишида унинг импульси

$$m\vartheta_x - (-m\vartheta_x) = 2 \cdot m\vartheta_x \qquad (1)$$

га ўзгаради, яъни деворга шундай импульс беради. Бирлик вақт ичида бирлик юзага тезликлари $\vartheta_x, \vartheta_x + d\vartheta_x$ соҳадаги молекулаларнинг урилишлар сони бирлик ҳажмдаги молекулалар сонига, молекулалар тезлигига, урилишлар эҳтимоллигига пропорционалдир, яъни

$$dn(\vartheta_x) = n \cdot \vartheta_x f(\vartheta_x) d\vartheta_x \qquad (2)$$

дан иборат бўлади.

Идиш деворларини юза бирлигига вақт бирлигидаги $\vartheta_x \cdot \vartheta_x + d\vartheta_x$ соҳадаги урилувчи молекулалар деворга

$$dP_X(\vartheta_X) = 2m\vartheta_X dn(\vartheta_X) \qquad (3)$$

босим беради ёки (2), (3) дан

$$dP_x(\vartheta_x) = 2m \cdot n \cdot \vartheta^2{}_x f(\vartheta_x) d\vartheta_x$$

ни ҳосил қиламиз.

Босимни топиш учун ϑ_x ни (0, ∞) соҳада интеграллаймиз ва қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$P_x = 2mn \int_0^{\infty} \vartheta_x^2 f(\vartheta_x) d\vartheta_x \tag{4}$$

Бунда интеграл остидаги ифода

$$\overline{\vartheta}_x^2 = \int_0^{\infty} \vartheta_x^2 f(\vartheta_x) d\vartheta_x \tag{5}$$

тезлик квадратининг ўртачаси эканлигидан қуйидагини топамиз:

$$P_x = 2mn\overline{\vartheta}_x^2 \tag{6}$$

Энди куб шаклидаги идиш олайлик ва молекулаларнинг тартибсиз ҳаракатидан униг ҳамма томонига берилаётган босим бир хил деб ҳисобласак, бу идишда молекулаларнинг ҳаракатланиши мумкин бўлган тенг эҳтимолликка эга томонлари 6 га тенг. У ҳолда идиш деворига берилаётган босим қуйидагича бўлади:

$$P = \frac{2}{6} \cdot mn\overline{\vartheta}^2 = \frac{1}{3} mn\overline{\vartheta}^2 \tag{7}$$

(7) ифода, газлар кинетик назариясининг асосий тенгламаларидан биридир. Формуладан кўринадики, газнинг идиш деворига кўрсатаётган босими бирлик ҳажмдаги молекулалар сони n га, массаси m га ва молекулалар тезлик квадратининг ўртача қиймати билан аниқланади.

(7) ифодани

$$P = \frac{2}{3} n \frac{m\overline{\vartheta}^2}{2} \tag{8}$$

кўринишда ёзамиз. Бунда

$$\overline{\varepsilon} = \frac{m\overline{\vartheta}^2}{2} \tag{9}$$

биргина молекуланинг илгарилама ҳаракатидаги ўртача кинетик энергия. (9) ни ҳисобга олиб, (8) ни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$P = \frac{2}{3} n\overline{\varepsilon} \tag{10}$$

(10) дан газ босими ҳажм бирлигидаги молекулаларнинг ўртача кинетик энергиясининг учдан икки қисмига тенг эканлиги келиб чиқади. Бошқача айтганда, (10) дан n ўзгармас бўлганда, яъни берилган газ массасининг ҳажми ўзгармас $\left(n = \frac{N}{V}\right)$ бўлганда, босим молекулалар илгарилама ҳаракатининг ўртача кинетик энергиясига пропорционалдир. (10) ифодани ҳар икки томонини 1 моль газ ҳажмига кўпайтирамиз:

$$pV = \frac{2}{3} nV\overline{\varepsilon} \tag{11}$$

Ҳажм бирлигидаги молекулалар сонини бир моль газ ҳажмига кўпайтмаси Авогадро сонига тенг эканлигини ҳисобга олиб охирги ифодани қуйидагича ёза оламиз:

$$pV = \frac{2}{3} N_A \overline{\varepsilon}$$

Буни идеал газ ҳолат тенгламаси $pV = RT$ билан таққослаб

$$\frac{2}{3} N_A \overline{\varepsilon} = RT$$

ёки

$$\overline{\varepsilon} = \frac{3}{2} \frac{R}{N_A} T = \frac{3}{2} kT \tag{12}$$

ҳосил бўлади. Бунда

$$k = \frac{R}{N}$$

Больцман доимийси дейилади ва $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}\, Ж/К$ га тенг бўлган катталик.

(12) формуладан мутлақ температура битта молекула ҳаракатининг ўртача энергиясига пропорционал бўлган катталик

эканлиги кўринади. Бу муҳим хулоса бўлиб, ҳар қандай газ, суюқ, қаттиқ моддалар учун ўринли. Умуман олганда молекулалар илгариланма ҳаракатини ўртача кинетик энергияси газ ҳолатининг параметрлари бўлган босим, хажм, температураларга боғлиқ бўлган катталик экан.(12) ни (10) га қўйиб

$$p = nkT \qquad (14)$$

газ босими учун яна бир формула ҳосил қиламиз.

(14) ифода газлар кинетик назариясининг асосий тенгламаси дейилади. Газлар кинетик назариясидан келиб чиқадиган баъзи натижаларни кўриб ўтайлик.

а) **Авогадро қонуни.** Бу қонунга биноан бир хил босим ва температурада барча газларнинг тенг хажмдаги молекулалар сони бир хил бўлади. Газлар кинетик назариясининг асосий тенгламаси $p = nkT = \frac{N}{V}kT$ га кўра икки хил газ учун T, p, V лар бир хил бўлса N ҳам бир хил эканлиги келиб чиқади. Бу қонунга кўра молекулалар сони бир хил бўлган турли газлар бир хил бўлган босим ва бир хил температурада бир хил хажм эгаллайди, деган хулоса ҳам келиб чиқади. 1 $см^3$ хажмдаги идеал газ 0°С ва 1 атм. босимда бир хил $2{,}7\cdot10^{19}$ та молекулага эга бўлиб, уни Лашмидт сони дейилади.

б) **Дальтон қонуни.** Бир хил хажм ва температурага эга бўлган ҳар хил идеал газлар берилган бўлсин. Бу газларнинг босимларини мос ҳолда P_1, P_2... ларга тенг деб фараз қилайлик. Уларнинг ҳаммасини ўша температурада ва бир хил хажмдаги идишда аралаштирсак, натижада босим ҳар бир газ ҳосил қилган босимлар йиғиндисига тенг бўлар экан. Бу

$$p = nkT = kT(n_1 + n_2 + ...) =$$

$$= kTn_1 + kTn_2 + ... = p_1 + p_2 + ...$$

эканлигидан келиб чиқади.

в) **Бойль-Мариотт қонуни.** Бу қонунга асосан температура ўзгармас бўлганда берилган газ массаси учун босимнинг хажмга кўпайтмаси ўзгармасдир: $p = nkT$ формуладан $pV = nVkT = RT$ десак, T ўзгармас бўлганда $pV = const$ эканлиги келиб чиқади.

г) **Гей-Люссак қонуни.** Бу қонунга асосан ўзгармас босимда хажм температуранинг функциясидир, яъни хажм температурага иропорционалдир: $p = nkT$ дан $pV = NkT$. Бундан ўзгармас босимда $V \sim T$ бўлади.

д) **Шарль қонуни.** Бу конунга асосан ўзгармас хажмда босим температурага пропорционалдир: $p = nkT$ дан $pV = NkT$. Бундан эса ўзгармас хажмда p ~ T эканлиги кўринади.

2.1.11. Идеал газ ҳолат тенгламаси

Тажрибалар моддаларнинг газ, суюк ва каттик холатларда мавжуд бўлишлигини тасдиклайди. Бу холатларда моддалар маълум катталиклар билан аникланади. Система ташқи таъсирга эга бўлмаса, кўп ҳолларда иккита параметири унинг ҳолатини бир қийматли аниқлайди. Масалан, сувнинг маълум бир температура ва босимда аник бир хажмга эга бўлишини тажриба кўрсатади. Шунинг учун модданинг хажми, босим ва температура орқали бир қийматли аниқланганлигидан куйидагини ёза оламиз:

$$V = f_1(p,T)$$

ёки

$$p = f_2(V,T)$$
$$T = f_3(p,V)$$

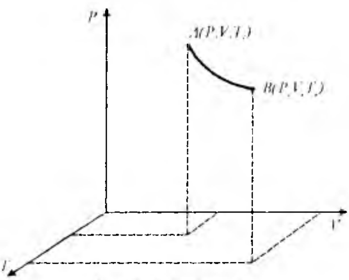
ифодаларни ёзамиз. Система ҳолатини тавсифловчи бир-бирига боғлиқ бўлмаган макроскопик параметрлар орасидаги функционал богланиш ҳолат тенгламаси дейилади. Ҳажми V, босими p, температураси T бўлган модданиинг ҳолати:

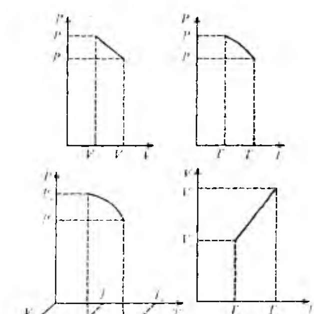
$$f(V, p, T) = 0$$

тенглама билан аникланади.

Умуман олганда бу тенглама кўриниши мураккаб бўлиб, фақатгина идеал газлар учунгина аниқ ифодаси мавжуд. Ҳар қандай модда учун V, p, T параметрлар орасида функционал боғланиш мавжуд бўлиб, ҳар бир модда ўзига хос ҳолат тенгламасига эга. Бир-бирига боғлиқ бўлмаган параметрлар тўплами система ҳолатини аниқлагани учун унинг бирортаси ўзгариши система ҳолатининг ўзгаришига сабаб бўлади. Система ҳолатининг ўзгариши жараён дейилади.

(1) формулага асосан p, V, T координаталар системасида жисм ҳолатини биргина нуқта билан тасвирлаш мумкин (2.1.11-1-расм). Чизмадаги $A(p_1, V_1, T_1)$, $B(p_2, V_2, T_2)$, нуқталар системани иккита ҳолатини ифодаласа, уларни бирлаштирувчи чизиқ системани A нуқтадан (ҳолатдан) B нуқтага (ҳолатга)ўтишдаги бирор жараённи белгилайди. Ҳолат параметрлари орасидаги боғланиш - система ҳолати p, V, T координаталар системасида маълум юза (сирт) кўринишида тасвирланади. Лекин фазовий координаталарда система ҳолатини тасвирлашга қараганда текисликдаги координаталар системасида тасвирлаш қулай. Координаталарни бундай турлари ҳолат диаграммалари дейилади (2.1.11-2- расм). Масалан, p, V координатали ҳолат диаграммаси, p, T координатали ҳолат диаграммаси ва ҳоказо каби.


2.1.11-1-расм.


2.1.11-2-расм.

Бунда шуни таъкидлаш мумкинки, мувозанатсиз жараёнларни ҳолат диаграммалари ёрдамида тавсифлаб бўлмайди. Фақат макроскопик параметрлари аниқ бўлган мувозанатли ҳолат диаграммаларда тасвирланади.

Энди идеал газ ҳолат тенгламасини аниқлайлик. Бизга маълумки,

$$p = nkT \text{ ёки } pV = NkT .$$

Бу ифодани $pV = \frac{N}{N_A} N_A kT = \frac{N}{N_A} RT$ шаклида ёзамиз.

Бунда $R = N_A k$ газ доимийлиги дейилади. $\frac{N}{N_A}$ ифодани $\frac{N}{N_A} \cdot \frac{m}{m}$ кўринишда ёзиб ва $Nm = M, N_A \cdot m = \mu$ берилган газ массаси ва 1 моль газ массаси (моляр масса) десак, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$pV = \frac{M}{\mu} RT \tag{1}$$

(1) ифода Менделеев-Клайпейрон тенгламаси дейилади.

(1) формулада $\frac{M}{\mu}$ катталик газнинг берилган массасидаги моллар сонини билдиради. Бир моль газ учун (М = μ) (1) тенглама қуйидаги кўринишга келади.

$$pV = RT \tag{2}$$

(2) ифода идеал газ ҳолат тенгламаси дейилади. (2) дан

$$R = \frac{pV}{T}$$

га асосан оддий шароитда T=273,15 K ва p=102325 Па босимда ҳар қандай газнинг бир моли 22,4л=22,41$\cdot 10^{-3}$м^3 ҳажм эгаллайди деган Авогадро қонунини ҳисобга олсак, ҳамма газлар учун бу доимийлик бир хил бўлишини кўрамиз.

Барча газлар учун умумий бўлган бу доимийлик газ доимийлиги дейилади.

Охирги формулага оддий шароитдаги p, V, T қийматларини қўйсак, газ доимийлиги

$$R = \frac{102325 \cdot 22{,}41 \cdot 10^{-3}}{273} = 8{,}31 \frac{Ж}{моль.К}$$

га тенг бўлади.

(2) тенгламага қатъий бўйсунувчи газлар идеал газ дейилади. Идеал газни реал газдан фарқловчи сабаб, бу реал газларда молекулаларнинг хусусий ҳажмга эга бўлиши ва уларни ўзаро таъсирининг мавжудлигидир.

Идеал газ реал газнинг босими етарли кичик бўлганда молекулаларни моддий нуқта деб, уларнинг ўзаро таъсири тўқнашгандагина мавжуд бўлади деган чегаравий ҳолидир. Идеал газ қонунларини ўрганиш амалий ва назарий жиҳатдан ҳам муҳимдир. Чунки, идеал газ хоссаларини ўрганиш билан реал газларга хос қонуниятларни ўрганиб борамиз.

(1) формулани

$$pV = \frac{M}{\mu} N_A kT$$

кўринишда ёзиб, бундан Авогадро сонини аниқлаш мумкин, бунинг учун $\mu = mN_A$ моляр массаси аниқ бўлган газ олиб, V ҳажмли идишни тўлдирамиз. Газнинг босими ва температураси аниқланади. Идишни газ тўлдирмай ва кейин тортиш билан газ массаси аниқлаб олинади. Ниҳоят формулага асосан Авогадро сони $N_A = 6{,}0220943 \cdot 10^{23} \frac{1}{моль}$ га тенглигини топамиз.

2.1.12. Реал газ. Ван-дер-Ваальс тенгламаси

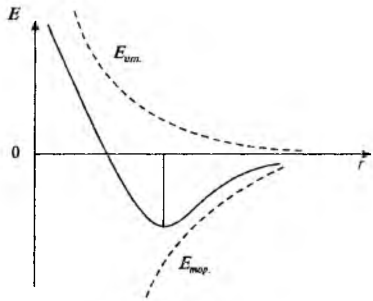
Идеал газ учун аниқланган ҳолат тенгламаси босим ортиши ва температура пасайиши билан тажриба натижаларига мос келмай қолади. Тажриба натижаларини мос келмаслиги идеал газларнинг хоссалари реал газ хоссаларидан фарқ қилишини кўрсатади. Чунки, ҳолат тенгламаси идеал газ учун ёзилган бўлиб, тажриба реал газларда ўтказилади. Идеал газ ҳолат тенгламасида температура ўзгармаса pV катталик ўзгармай қолиши керак. Тажриба босим 1000 атм. га етганда ҳолат тенгламаси натижасидан икки марта катта бўлишини кўрсатади. Идеал газларда молекулалар ўзаро таъсирлашмайди ва ўз ҳажмига эга эмас деб ҳисобланади. Реал газларда молекулалар ўз ҳажмига эга ва улар ўзаро таъсирлашиб туради.

Голланд физиги Ян Дидерик Ван-дер-Ваальс 1873 йили реал газ ҳолат тенгламасини аниқлади (1907 йили Нобель мукофоти олган). У иккита фикрга асосланиб, ҳолат тенгламасини топди.

1) Молекулалар ўлчамлиги 10^{-8} см атрофида деб ҳисобланса, молекула ҳажми

$$\frac{4}{3}\pi r^3 = \frac{4}{3}\cdot 3{,}14\cdot 10^{-24} \approx 4\cdot 10^{-24}\ м^3$$

бўлиши керак. 1 $см^3$ даги молекулалар эгаллаган ҳажм $4\cdot 10^{-24}\cdot 2{,}7\cdot 10^{-19} \approx 10^{-5}$ $см^3$ га тенг. Бу ҳажм газ ҳажми 1 $см^3$ га нисбатан жуда кичик. Лекин чекли аниқ қийматга эга.



2.1.12-1- расм.

2) Молекулалар бир-бири билан ўзаро таъсирга эгадир. Бу ўзаро таъсир потенциал энергия эгри чизиқли чизмада тасвирланган (2.1.12-1-расм). Бунда иккита молекулани ўзаро таъсир потенциал энергияси бу молекулалар орасидаги масофа r нинг функцияси сифатида олинган. Бу эгри чизиқда молекулалар бир-биридан етарли узоқлашганда, яъни уларнинг ўзаро таъсири нолга тенг бўлганда, потенциал энергия нолга тенг деб олинади. Потенциал энергия маълум бўлса, механикадаги $F = -\frac{\partial E}{\partial r}$ формуладан ўзаро таъсир кучини аниқлаш мумкин.

Молекулалар бир-бири билан маълум масофада турганда (10^{-7}-10^{-8} см) улар орасида тортишиш ва итаришиш кучлари мавжуд бўлади. Механикадаги тортишиш кучлари манфий, итариш кучлари мусбат, деб шартлашилгандай, тортилувчи кучлар потенциал энергиясини манфий, итарувчи кучлар потенциал энергиясини мусбат, деб оламиз. Ҳар иккала итаришиш ва тортишиш кучлари ҳосил қилган потенциал эгри чизиқлар чизмадаги шаклга эга бўлади. Бизга маълумки, идеал газ ҳолат тенгламаси

$$pV=RT \qquad (1)$$

кўринишда бўлиб. Ван-дер-Ваальс унга маълум тузатишлар киритиш билан реал газ учун холат тенгламаси

$$\left(p+\frac{a}{V^2}\right)(V-b)=RT \qquad (2)$$

шаклда ифодаланишини кўрсатди.

I тузатма. Бу молекулаларнинг ўлчамлари чекли эканлигидан келиб чикадиган катталикдир. Газ тўлдирилган идиш ҳажмини V дейлик. Молекулалар эгаллаган ҳажм бошка молекулаларнинг ҳаракатини чегаралайди. Молекулаларнинг ўзлари эгаллаган бошка молекулаларнинг ҳаракатини чегараловчи идиш ҳажми b га тенг деб ҳисобласак, идишдаги газ молекулаларининг ҳаракатланиши мумкин бўлган кисми V - b га тенг бўлади. Бундай ҳол учун ҳолат тенгламаси

$$p(v-b)=RT \qquad (3)$$

бўлади.

Идеал газларда (1) га асосан P → ∞ да V → 0 бўлади. Реал газлар учун (3)дан P → ∞ да V → b бўлади. Бу молекулаларни чексиз катта босимда ҳам бир-бирига ноль масофагача якинлаша олмаслигини кўрсатади. Молекулаларни бир-бирига чексиз кичик масофага якинлашмаслиги улар орасида итаришиш кучи мавжуд дейишга асос бўлади. Демак, b бу молекулалар оралиғидаги итариш кучларини тавсифловчи катталик бўла олади. Куб шаклида идиш олиб, молекулаларни каттик шарчалар деб ва молекула радусини $r=\frac{d}{2}$ га тенг десак, бу катталик

$b=\frac{16}{3}\pi r^3 N_0$ га тенг бўлади. Бунда b тузатма молекулалар ўз ҳажмидан 4 марта катта бўлган ҳажмни ифодалашини кўрсатади.

Идишда иккита молекула мавжуд бўлиб, идиш ҳажми V га тенг бўлсин. Молекулалар бир-бирига диаметридан кичик масофада якинлаша олмайди. Бу иккала молекула ҳосил килган, бошка молекулалар ҳаракатлана олмайдиган ҳажм радиуси r_1+r_2 га тенг шар ҳажмидан иборат бўлиши керак:

$$\frac{4}{3}\pi(r_1 + r_2)^3$$

$r = r_1 + r_2$ деб ва бир вақтда 3 та, 4 та молекулаларнинг тўқнашиши жуда кичик деб (ҳақиқатан ҳам 3 та молекулани бир вақтда тўқнашиш эҳтимоллиги жуда кам. 4 та ва ундан ортик молекулаларни бир вақтда тўқнашиш эҳтимоллиги деярли нолга тенг):

$$\frac{4}{3}\pi(2r)^3 = \frac{32}{3}\pi r^3$$

ни ҳосил қиламиз. Бу иккита молекула ҳосил қилган бошқа молекулалар харакатлана олмайдиган ҳажмдир. Бундан битта молекула ҳосил қилган бундай ҳажм $\frac{16}{3}\pi r^3$, яъни молекула ўз ҳажмини тўртланганлигига тенглиги келиб чиқади. Агар идиш ичида n та молекула бўлса,

$$b = n\frac{16}{3}r^3$$

га тенг бўлади.

II тузатма. Молекулаларнинг итаришиш кучларининг мавжудлигидан b тузатма келиб чикса, иккинчи тузатма молекулаларнинг тортишиш кучи натижасидир. Бошкача айтганда, молекулаларнинг ўзаро тортишиши натижасида вужудга келувчи ички босимни аниқловчи тузатмадир. Молекулалар бир-бири билан 10^{-7} см атрофида жойлашганда уларда тортишиш кучлари намоён бўлади. Бу тортишиш кучлари худди ташқи босим каби молекулаларни бир-бирига якинлаштиришга интилади. Молекулаларни идиш деворига яқинлашишида унга бошқа молекулаларни ўзаро торитишишидан ёки девор якинида турган молекулага ўзаро таъсир натижаси бўлган идиш ичи томон йўналган тортишиш кучи таъсир қилади. Бу куч таъсири идиш деворига берилган босимни камайтиради деб ўйлаш табиийдир.

Демак, идиш деворига берилган босимнинг камайиши молекулалар ҳосил қилган ички босимдир. Бу ички босим нимага тенглигини аниклайлик. Девор якинидаги молекулалар хосил килган тортишиш кучларининг юза бирлигига таъсири ички босимни беради. Бу тортишиш кучлари умуман олганда молекулалар зичлигига, n га пропорционалдир. Лекин девор якинидаги қатламдаги молекулалар сони хам n га пропоционалдир. Бундан ички босим $P_1 \sim n^2$ бўлиши керак. Агар хажм бирлигидаги молекулалар сони газ эгаллаган ҳажмга тескари пропорционал эканлигини хисобга олсак. $P_1 \sim 1/v^2$ пропорционаллик коэффициентини a билан белгилаб, ички босимни $P_1 = a/v^2$ кўринишида ифодалаймиз. Буни ҳисобга олсак холат тенгламаси $(p + a/v^2)v = RT$ бўлади.

Биринчи ва иккинчи тузатмаларни ҳолат тенгламасига татбик этиб, Ван-дер-Ваальс тенгламасини ҳосил қиламиз. Ван-дер-Ваальс тенгламасидаги a,b ўзгармаслар ҳар бир газ учун хар хил бўлган, тажрибадан аниқланадиган катталикдир. Бу ерда агар $V \to \infty$ яъни реал газ зичлиги камайиб бориши билан идеал газга айланади ва Ван-дер-Ваальс тенгламаси идеал газ ҳолат тенгламасини ўзи бўлиб қолади.

Ван-дер-Ваальс тенгламаси реал газларнинг юқори бўлмаган босимларида ва маълум температураларда тажрибага мос келади. Кўпгина ҳолларда эса газ ҳусусиятларини сифат жиҳатдангина тўғри тушунтириб беради. Айниқса, газ зичлиги ортиши билан уни Ван-дер-Ваальс тенгламаси билан изоҳлаб бўлмайди. Суюқликлар учун эса Ван-дер-Ваальс тенгламасини қўллаб бўлмайди. Умуман реал газлар учун ҳолат тенгламасини кўриниши мураккаб бўлади. Реал газлар учун ҳолат тенгламасини олимлар ҳар хил кўринишда, масалан:

Клаузиус: $[p + a/T(v + c)^2]\,(v - b) = R\,T$

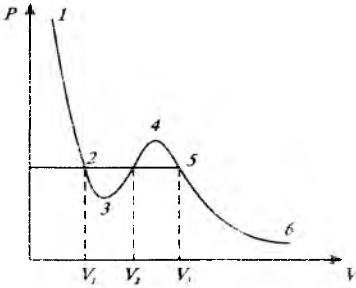
Бертло: $(p + a/Tv^2)(v - b) = R\,T$

Камерлинг-Оннес: $PV = A + B/V + C/V^2 + D/V^4 + E/V^6 + \ldots$

Дитеричи: $p(v - b) = RTe^{-\frac{a}{RTV}}$ ва ҳоказо каби ифодаларни таклиф этган.

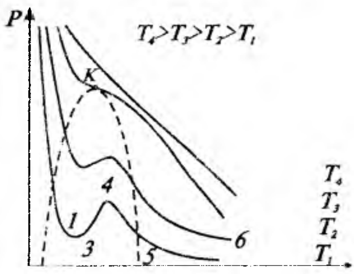
P, V координата системасида Ван-дер-Ваальс тенгламасини чизмаси 2.1.12-2- расм даги каби бўлади. Бу чизма газ босими билан ҳажм орасидаги боғланишни ифодалайди.

Реал газлар етарли паст температураларда ва юқори босимларда конденсирлашуви - суюқ ҳолатга ўтиши рўй беради. Одатда газларни суюқликка айланиши конденсация дейилади. Газ босими ва ҳажми орасидаги боғланишни ифодаловчи чизмадан 5-6 эгри чизик Бойль-Мариотт конунига мос келувчи изотермани ифодалайди, яъни газ ҳолатини тўғри тушунтиради. Ҳажм камайиши билан босим ортиб газ конденсирланиуви бошланади. 5-2 изобарик тўғри чизиги конденсация жараёнини суюк - буғ ҳолатини ифодалайди. Конденсация жараёнида босим ўзгармайди. Лекин ҳажм камайиб боради. Ҳажмнинг шундай кийматида, яъни 2 нуктада буғ бутунлай суюқликка айланади. Энди ҳажм жуда кам ўзгара бошлайди. 2-1 эгри чизиқ суюқ ҳолатни ифодалайди. Ван-дер-Ваальс тенгламаси ёрдамида 5-2 эгри чизикка мос конденсация жараёнини тўғри тушунтириб бўлмайди. Бу чизмада факатгина битта температурага мос газ босими ва ҳажми орасидаги боғланиш кўрсатилган.



2.1.12-2- расм

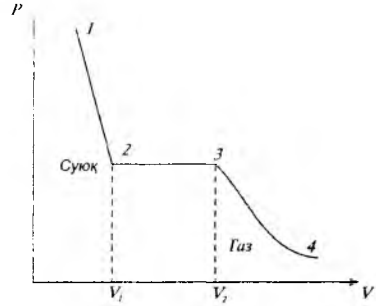
Турли температуралар учун бундай эгри чизиклар 2.1.12-3-расмдагидек бўлади. Ҳар бир ўзгармас температурага мос келган бу эгри чизикларни Ван-дер-Ваальс изотермалари дейилади Чизмадан температура кўтарилган сари 2-5 оралиғи камайиб бориши кўринади. Шундай бир температурада бу нукталар бир нуктадан иборат бўлиб колади. Одатда бу нукта критик нукта дейилади. Унга мос келган температура, босим ва ҳажмларни критик температура критик босим, критик ҳажм дейилади. Критик температура тушунчасини биринчи марта 1860 йилда Д. И. Менделеев киритган бўлиб, у бу температурани суюқликнинг



2.1.12-3- расм

мутлак қайнаш температураси деб атаган эди. Сув учун критик температура 374,2°С, критик босим 225,7 ат, критик ҳажм 3.20 $см^3/г$ га тенг бўлади.

1866 йилда инглиз олими Эндрюс тажрибада газни (карбонат ангидрид) изотермик қисиш натижасида 2.1.12-4- расмдаги изотермани ҳосил қилди. Бу изотерма Ван-дер-Ваальс изотермасидан 2-3 тўғри чизиқ бўлиши билан фарқланади.



2.1.12-4- расм.

Тажрибадан олинган изотермалардаги 2-3 соҳа моддани газ ва суюқ ҳолатда бўлишини кўрсатади. Одатда ўзининг суюқлиги билан мувозанатда бўлган (газ) буғ тўйинган буғ дейилади.

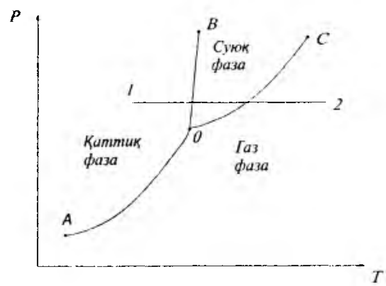
2.1.13. Фазавий ўтишлар. Модданинг агрегат ҳолатлари

Тажрибалар критик температурадан паст температурада бирор ҳажмгача сиқилган газ суюқликка айланишини кўрсатади, яъни маълум температура босимни орттириш билан газ суюқликка айланади. Ёки газ температураси критик температурадан баланд бўлса, унинг ҳажми V гача сиқилади ва бунга мос ҳажм ҳамда босимда температура критик температурагача пасайтирилади. Тажрибада олинган изотермалар шуни кўрсатадики, температура кўтарилиши билан изотерманинг горизонтал икки фазали соҳаси қисқариб боради. Критик нуқтада бу соҳа бутунлай йўқолади. Бу суюқлик ва буғнинг критик нуқтада бир-биридан фарқ қилмаслигини кўрсатади. Модданинг критик нуқтада газ ҳолатидан суюқлик ҳолатига ўтиши узлуксиз содир бўлади. Ниҳоят, газ-суюқликнинг мувозанатли ҳолати вужудга келади.

Барча хоссалари жиҳатидан бир хил бўлган бир жинсли система фаза дейилади. Масалан, ёпиқ идишда сув буғланаётган бўлсин. Бундай система икки фазадан иборат бўлиб бири сув, иккинчиси буғдир. Агар системага кичкина муз парчаси ташласак, система уч фазадан иборат бўлади. Тоза бир жинсли қаттиқ жисм ҳам бир фазадан иборат. Лекин олмос ва графит углероднинг турли фазаларини ҳосил қилади. Демак, модданинг турли хил кристалланиши турли фазалардан иборат экан. Лекин модданинг агрегат ҳолати ва фазалари бир хил тушунчалар эмас. Моддаларнинг бир фазадан иккинчисига ўтиши фазавий ўтиш дейилади. Масалан, газ ҳолатидан суюқ ҳолатга ёки суюқ ҳолатдан қаттиқ ҳолатга, бир кристалл ҳолатдан иккинчисига ўтиш, металларнинг ўтказувчанлик ҳолатидан ўта ўтказувчанлик ҳолатга ўтиши ва ҳоказо.

Одатда газсимон ҳолатдан суюқ ҳолатга ўтиш конденсация ва аксинча, суюқ ҳолатдан газсимон ҳолатга ўтиш буғланиш дейилади. Қаттиқ жисмнинг буғланиши сублимация дейилади. Сублимация – лотинча "sublimus" юқорига кўтарилган маънодаги сўздан олинган. Фазавий ўтишлар умуман олганда икки хил бўлади. Биринчи хил фазавий ўтишларда иссиқлик ютилиши ёки чиқарилиши мумкин ва солиштирма ҳажм ўзгаради. Масалан, қаттиқ жисмни суюқликка айланиши. Иккинчи хил фазавий ўтишларда иссиқлик ютилмайди ёки чиқарилмайди, солиштирма ҳажм ҳам ўзгармайди. Масалан, моддаларни ферромагнит ҳолатидан парамагнит ҳолатга ўтиши, ўтказувчанлик ҳолатга ўтиши.

Фазавий ўтишларни p,T диаграммасида текширайлик. Газ-суюқликнинг мувозанатли ҳолатидаги моддалар учун босим ва температуралар орасида муҳим боғланиш мавжуд бўлиши керак. Бу боғланиш p,T диаграммасида газ-суюқлик мувозанатли фазавий ўтишга мос кўриниши p=f(T) эгри чизиғи билан ифодаланади.



2.1.13-1- расм.

Умуман, модданинг температура ва босимини аниқ бир ягона қийматида учала фазалари ҳам мувозанатли ҳолатга эга бўлиши мумкин. Ана шундай сув-газ-муз фазали мувозанатли ҳолатдаги модданинг босими ва температураси орасидаги боғланиш диаграммада кўрсатилган (2.1.13-1- расм). Бошқача айтганда, сув-газ-қаттиқ фазаларга эга бўлган мувозанатли фазавий ўтишларга мос температура ва босимлар орасидаги боғланиш чизмада тасвирланган. Чизмадаги АО, ВО, СО эгри чизиқлар сиртни 3 га ажратади ва уларнинг ҳар бири системани икки фазали мувозанат ҳолатини тасвирлайди. АО эгри чизиғи қаттиқ жисм ва буғдан иборат фазавий ўтишни тасвирлайди. ВО эгри чизиги қаттиқ жисм билан суюқликдан иборат системадаги фазавий ўтишни ифодалайди. СО эгри чизиғи эса суюқлик ва газдан иборат системадаги фазавий ўтишга мос келади. Масалан, қаттиқ фазадан суюқ фазага ўтишда ВО эгри чизиғидаги нуқталарда қаттиқ ва суюқ фаза ўзаро мувозанатлашади. Иккинчи томондан бу эгри чизиқларни шундай таърифлаш мумкин: ВО эриш эгри чизиғи, қаттиқ-суюқ фазалар мувозанат эгри чизиғи, АО сублимация эгри чизиғи, қаттиқ ва газсимон фазалар мувозанат эгри чизиғи, СО буғ ҳосил бўлиш эгри чизиғи, суюқ ва буғ фазалар мувозанат эгри чизиғи дейилади.

Бу эгри чизиқлар кесишган О нуқтада ҳар учала фазалар мувозанатда бўлади. Учта фазанинг мувозанатига мос келган нуқта учланган нуқта дейилади. Бундай нуқта ҳар бир жисм учун температура ва босимни аниқ бир қийматида ягонадир. Масалан, сув учун босим 4,6 мм сим. уст. га тенг бўлганда температураси 0,01°С га тенг бўлиши керак. Учланган нуқта модданинг учала фазасининг мувозанат ҳолатини тасвирлар экан, диаграмманинг ҳар бир нуқтаси модданинг маълум бир ҳолатини акс эттиради. Шунинг учун уни ҳолат диаграммаси дейилади. Модданинг ҳолат диаграммаси аниқ бўлса, унинг ҳар хил шароитлардаги ҳолатини айтиб бериш мумкин. Масалан, 1-2 тўғри чизиғи модданинг ўзгармас босимда иситганда кристалл-суюқ-газ ҳолатларга ўтишини кўрсатади.

Ҳар қандай фазавий ўтишлардаги мувозанатли ҳолат учун температура ва босим орасидаги боғланишни Клапейрон-Клаузиус тенгламаси ёрдамида тушунтириш мумкин:

$$\frac{dP}{dT} = \frac{L}{T(V_2 - V_1)} \qquad (1)$$

Бунда Р- босим, Т-температура, L -ўтиш иссиклиги, v_1,v_2 иккала фазаларга мос солиштирма хажмлар. Формуладан кўринадики $\frac{dP}{dT}$ ишораси ҳажм ортиши ёки камайишига боғлиқ.

Модданинг критик нуктадаги ҳолати критик ҳолат дейилади. Критик ҳолатда суюқлик ва газ бир фазали ҳолатга айланади. Чунки фазавий ўтишлар тўхтайди. Суюқлик ва газ хоссалари бир хил бўлиб қоладиган критик ҳолат анча мураккаб ва бу соҳадаги текширишлар ҳозирда етарли эмас.

Молекулаларни ўзаро таъсир кучи молекулалар оралиғидаги масофа $r = r_0$ га тенг бўлганда нолга айланади, яъни $F = \frac{dE}{dz} = 0$ ёки Е-минимум қийматга эга бўлади. Ўзаро таъсир потенциал энергияси минимум бўлганда таъсирлашувчи молекулалар мувозанатли турғун ҳолатга эга бўлади. Бошқача айтганда, мувозанатли турғун ҳолатдаги молекулаларни ўзаро таъсир потенциал энергияси минимум бўлади. Демак, бундай ўзаро таъсир потенциал энергия минимумга мос келган мувозанатли тургун ҳолат модданинг аниқ бир агрегат ҳолатини акс эттиради. Бунда қуйидаги уч хол бўлиши мумкин.

а) агар ўзаро таъсир потенциал энергия $E_p << kT$ бўлса, газ.

б) агар ўзаро таъсир потенциал энергия $E_p >> kT$ бўлса, каттиқ.

в) агар ўзаро таъсир потенциал энергия $E_p \approx kT$ бўлса, суюқ ҳолатни акс эттиради.

Бундан молекулалараро ўзаро таъсир потенциал энергия ёрдамида моддаларни газ, суюқ, каттиқ агрегат ҳолатини тасвирлаш мумкинлиги кўринади. Бу ерда kT-тартибсиз ҳаракатдаги ҳар бир эркинлик даражасига туғри келган энергиянинг иккиланган қиймати.

2.1.14. Конденсирланган ҳолатлар: А. Кристалл ҳолат

Кристалл панжара. Оддий кузатишлар моддаларни газ, суюқ ва қаттиқ ҳолатларда бўлишини кўрсатади. Моддаларнинг бундай агрегат ҳолатларидан қаттиқ жисмларнинг баъзи бир хоссаларини кўриб ўтайлик. Қаттиқ жисмлар ўзининг ҳажмини ва шаклини сақлаш хоссасига эга. Суюқ жисм ҳажми сақланса-да, шакли сақланмайди. Газларда эса ҳажм ҳам шакл ҳам сақланмайди. Қаттиқ жисмлар аморф ва кристалл жисмларга бўлинади. Қаттиқ жисмларни аморф ва кристалл жисмларга ажратиш шартли бўлиб, аморф жисмларни ўта қуюқ ҳолатдаги суюқлик деб караш мумкин.

Аморф жисмлар ўта қуюқ ҳолатдаги суюқлик деб қаралсада қатпиқ жисм деб ҳисобланади: шиша, мум, смола, турли хил пластмасса, полимер ва бошқалар.

Тажрибада аморф жисм билан кристалл жисмни бир-биридан ажратишни бирдан бир оддий йўли улардаги аниқ эриш температурасининг бор-йўқлиги билан фарқлашдир. Яъни кристаллар аниқ эриш температурасига эга бўлиб, аморф жисмлар бундай ҳоссага эга эмаслиги билан фарқланади.

Ҳозирги замон физикасида қаттиқ жисм деганда кристалл жисмлар назарда тутилади. Биз фақат мана шу маънодаги кристалл ҳолатларни ўрганамиз.

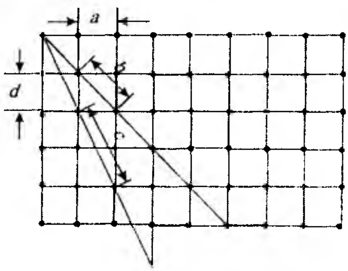
Барча металлар, тузлар, минераллар кристалл тузилишга эга. Тажриба ва назарий ҳисоблашлар барча моддаларни (гелийдан ташқари) жуда паст температура ва юқори босим остида кристалл ҳолатга ўтишини кўрсатади. Сувни музга айланиши ва қор доначаларининг ҳосил бўлиши кристалланиш жараёнига оддий мисолдир. Бунда ҳавонинг сув буғлари билан тўйиниши ва ўта совиб кетиши натижасида қор доначалари ҳосил бўлади. Уни хилма-хил шаклга эга бўлишига сабаб ер сиртига тушиш пайтида турли зичлик ва температурали ҳаво қатламларига учраши натижасидир.

Қаттиқ жисмнинг ҳоссалари жисмни ҳосил қилган зарраларни ўзига хос аниқ тартибли ва мунтазам жойлашишидан келиб чиқувчи хусусиятларга боғлиқ.

Қаттиқ жисмдаги зарраларни бундай тартибда жойлашиши шу зарралар ўртасидаги ўзаро таъсирга боғлиқ. Бу ўзаро таъсир кучларининг табиатини мусбат ва манфий зарядли зарраларнинг тортишиш ва итариш электр кучлари деб қараш билан квант механика асосидагина тўғри тушунтириш мумкин.

Кристаллнинг муҳим ташқи аломати унинг мунтазам геометрик шаклга эга бўлиши, яъни жисмдаги зарраларнинг мунтазам жойлашганлигидадир. Кристаллнинг асосий ва муҳим физик аломати унинг анизотропик хусусиятидир.

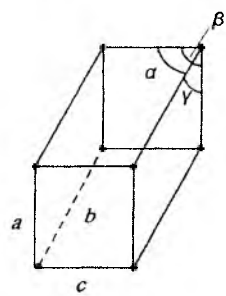
Кристаллардаги зарраларни фазода тартибли, такрорланиб жойлашишида улар орасидаги масофалар a, b, c, d лар бир хил йўналишдаги бир тўғри чизиқ давомида ўзгармай колса-да турли йўналишдаги тўғри чизиқларда ҳар хил бўлади (2.1.14-1-расм). Бу зарраларни турли йўналишларда ҳар хил зичлик билан жойлашишини кўрсатади ва кристалларнинг турли йўналишлар бўйича физик хоссаларини турлича бўлишига олиб келади. Кристалларни турли йўналишлар бўйича физик хоссаларни (механик, эластик, иссиқлик, электр, магнит, оптик ва бошқа) турлича бўлиши анизатропия ходисаси дейилади.



2.1.14-1- расм.

Кристалларни ҳосил қилувчи зарралар юкорида айтилганидек мунтазам ёки даврий, такрорланиб жойлашган бўлади ва улар уч ўлчовли фазода фазовий панжаралар ёки кристал панжаралар деб аталувчи панжаралар ҳосил қилади.

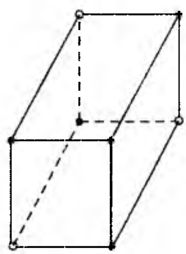
Кристаллнинг таркибий қисми унинг элементар кристалл панжара катакчасидир. Катакчалларни қирралари турли хил узунликда бўлиб бир- бирига нисбатан ҳар хил бурчак остида жойлашган бўлади (2.1.14-2-расм). Бундай катакчани фазода уч хил йўналиш бўйича даврий такрорланишидан кристаллнинг панжараларини ҳосил қилиш мумкин. Такрорланиш даврига тенг бўлган d, b, c масофалар ва қирралар ҳосил қилган α, β, γ бурчаклар бир қийматли параметрлар сифатида кристалл ҳолатини аниқловчи асосий



2.1.14-2- расм.

катталиклардир. Такрорланиш даври кристалл панжарадаги атомлараро масофага тенг бўлиб, 10^{-10}м тартибда бўлади. Кўпинча такрорланиш даврига тенг бўлган катакча параметрларини панжара доимийлиги дейилади.

Кристаллга оид баъзи молекуляр катталиклардан фойдаланиб панжара доимийлигини аниқлаш мумкинлигини ош тузи (NaCl) мисолида кўрайлик. Ош тузининг кристалл панжарасидан элементар пажара катакчасини ажратиб олайлик (2.1.14-3-расм). Панжара тугунларидаги оқ шарчалар Na атомини, кора шарчалар Cl атомини тасвирлайди. Панжара доимийлиги катакча киррасининг узунлиги d га тенг бўлиб, панжара тугунлари оралигидаги масофадир. Расмдан d^3 ҳажмга тўғри келган зарралар сони 4 та натрий ва 4 та хлор зарраси, яъни 4 та ош тузи (Nacl)молекуласи жойлашган бўлади. Демак, ош тузининг 4 та молекуласи эгаллаган ҳажм d^3 га тенг бўлса, 1 молдаги зарралар сони N_A га тенг бўлиб, 1 моль кристалл эгаллаган ҳажм, яъни моляр ҳажм:



2.1.14-3- расм.

$$V_\mu = \frac{d^3}{4} N_A$$

га тенгдир. Бунда N_A -Авогадро сони. Иккинчи томондан моляр ҳажм

$$V_\mu = \frac{\mu}{\rho}$$

формула билан аниқланади. Бунда μ- моляр масса, ρ- кристалл зичлиги. Юқоридагиларни таққослаб

$$\frac{d^3}{4} N_A = \frac{\mu}{\rho}$$

ёки

$$d = \sqrt[3]{\frac{4\mu}{N_A \rho}}$$

эканлигини топамиз. Ош тузи учун

$$\mu = 58,45 \frac{кг}{кмоль}, \ \rho = 2,17 \cdot 10^3 \frac{кг}{м^3} \text{ ва } N_A = 6,02 \cdot 10^{26} \frac{1}{кмоль}$$

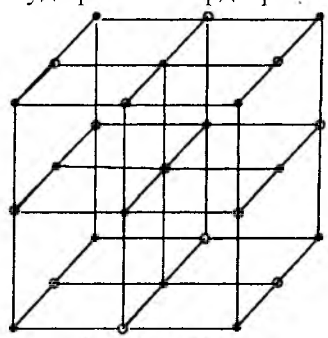
га тенглигини ҳисобга олсак, кристалл панжара доимийлиги

$$d = \sqrt{\frac{4 \times 58,45 \frac{кг}{к.мол}}{6,02 \times 10^{26} к.мол \times 2,17 \times 10^3 \frac{кг}{м^3}}} = 5,64 \times 10^{-10} м$$

га тенг бўлиши келиб чиқади.

Кристаллардаги зарраларни тартибли жойлашишини дастлаб 1848 йили Браве фараз (гипотеза) тарзида айтган эди. Кейинчалик немис олими Лауэ шогирдлари Фридрих ва Книппинг билан биргаликда кристалларда дифракция ҳодисасини кузатишлари ҳамда Вульф-Брегтларнинг кристалларни рентген нурлар билан олиб борган тажрибалари кристалл панжара ғояси тўғрилигини тасдиқлади.

Энг содда кристалл панжара Браве панжарасидир. Браве панжараси фазода бир хил жойлашган бир хил зарралар тўпламидир. Шунинг учун ҳам мавжуд кристалларда фақат бир хил жойлашган бир хил турдаги зарраларни бирлаштирганларигина Браве панжарасини ҳосил қила олади. Масалан, ош тузи ҳосил қилган кристалл панжара (2.1.14-4-расм), иккита бир-бирига қўшилган Браве панжараларидан ҳосил бўлади. Умуман табиатда 14 хилдаги Браве панжаралари мавжуд.



2.1.14-4- расм.

Кристалл тузилишига эга бўлган қаттиқ жисм турғун ва бундай турғун ҳолатдаги қаттиқ жисмнинг кристалл панжара тугунларидаги зарраларни ўзаро таъсир потенциал энергияси минимал қийматга эга. Зарраларни ўртасидаги ўзаро таъсир кучлари ниҳоятда мураккаб бўлишига атомларни ташкил қилган электронлар ва ядроларнинг ўзаро таъсирларини хилма хил бўлишидир.

Қаттиқ жисм назарияси зарралар ўртасидаги ўзаро таъсир мавжудлигига асосланади ва зарралар табиатига қараб бундай ўзаро таъсирлар ҳар хил кўринишда ифодаланади. Кўпинча энг содда ҳол бўлган икки атомнинг ўзаро таъсирини ўрганиш билан чекланилади. Икки атом ўртасидаги ўзаро таъсир кучи атомлар оралигидаги масофага боғланишини чизмада худди потенциал энергиянинг масофага боғлиқ эгри чизиғи билан бир хил бўлишида кўриш мумкин. Бу F кучнинг U потенциал энергияга боғлиқ эканлигидан келиб чиқади:

$$F = -\frac{du}{dr}.$$

Шунинг учун ҳам кўпинча ўзаро таъсир кучлари эмас, зарраларни ўзаро таъсир потенциал энергияси ҳақида гапирилади.

Кристалл панжара тугунларидаги зарралар табиатига ва улар орасидаги ўзаро таъсирига қараб кристаллар қуйидаги турларга ажратилади:

а) **Ионли кристалл.** Бундай кристаллар панжара тугунларида ҳар хил ишорали ионлар жойлашганда ҳосил бўлади.

б) **Атомли кристалл.** Атомли кристаллар панжара тугунларида нейтрал атомлар жойлашишидан ҳосил бўлади.

в) **Металл кристалл.** Металл кристалларда мусбат ионлар панжара тугунларида, улар оралиғида эркин электронлар жойлашган бўлади.

г) **Молекуляр кристалл.** Молекуляр кристалларни панжра тугунларида маълум йўналиш бўйича оpентирланган молекулалар жойлашган бўлади.

Кристалл зарраларини панжара тугунларида тартибли жойланишидан четланишлари фазовий панжара нуқсони (деффекти) ни ҳосил қилади. Бу иссиқлик ҳаракати натижасида зарраларни панжара тугунларида мунтазам жойланишидан четланишга сабаб бўлишидан келиб чиқади. Панжара тузилишини ўзида бўладиган нуқсон - дислокация дейилади. Бундай нуқсонлар кристалларни кўпгина хоссаларини ўзгартириб юборади.

Қаттиқ жисмларнинг иссиқлик хоссалари. Кристалларда фазовий панжарани ҳосил қилган панжара тугунларидаги зарралар ўзаро таъсирлашиши натижасида бу зарралар мувозанат вазияти атрофида тебранади. Бу тебранма ҳаракат зарраларни мувозанат ҳолатга қайтарувчи куч таъсирида юзага келади. Газ ва суюқ моддалардаги каби қаттиқ жисмларда зарралар ўртасидаги ўзаро таъсир кучи бўлгани сабабли зарралар эркин ҳаракатлана олмаса-да ўз мувозанат вазияти атрофида тебраниши, баъзан жуда кам ҳолларда бир жойдан бошқа жойга силжиши кузатилади.

Температура ортиши билан қаттиқ жисмлардаги зарраларни мувозанат вазиятидан четланишлари ортиб боради. Шунинг учун кристалл панжара тугунларидаги заррани гормоник осциллятор эмас, балки (гормоник бўлмаган) ангормоник осциллятор деб қараш тўғрироқ бўлади. Ангормоник тебранишларда, ўзаро таъсир зарралар ўртасидаги масофага боглиқ бўлиб итариш ва тортишиш кучлари тарзида намоён бўлади. Ангормоник тебранишларда зарранинг тебраниш амплитудаси ортар экан бундай ҳолда итариш кучи тортишиш кучидан тез ортади ва оқибатда бу зарралар оралиғининг узоқлашига, жисм ўлчамининг ўзгаришига олиб келади. Етарли температураларда қаттиқ жисмнинг ўлчами, яъни узунлиги, ҳажми ўзгаради. Бошқача айтганда жисм иссиқликдан кенгаяди.

l_0 узунликка эга бўлган қаттиқ жисм t температурагача қиздирилса, унинг узунлиги Δl га ўзгарсин. У ҳолда нисбий узайиш $\frac{\Delta l}{l_0}$ га тенг бўлиб, бу катталик температурага пропорционал равишда ортиб боради:

$$\frac{\Delta l}{l_0} \sim t$$

ёки

$$\frac{\Delta l}{l_0} = \alpha t$$

Бундан

$$\Delta l = \alpha l_0 t \qquad (1)$$

ҳосил бўлади. t температурада бу каттиқ жисм узунлиги

$$l = l_0 + \Delta l = l_0 (1 + \alpha t) \qquad (2)$$

га тенг бўлади. Бу ерда α - каттиқ жисмга хос катталик, каттиқ жисмнинг чизиқли кенгайиш коэффиценти дейилади.

$V_0 = l_0^3$ хажмга эга бўлган каттиқ жисмнинг t температурадаги хажми

$$V = l^3 = \left[l_0 (1 + \alpha t)\right]^3 = l_0^3 (1 + \alpha t)^3 \qquad (3)$$

га тенг дейлик. Қавс ичидаги ифодани кубга кўтариб ва α^2, α^3 қатнашган ҳадларни ташлаб юборсак (қаттиқ жисмларни иссиқликдан кенгайиш коэффициентлари 10^{-5} 10^{-6} тартибида бўлади),

$$V = l_0^3 (1 + 3\alpha t)$$

ёки $\beta = 3\alpha$ белгилаш киритиб ва $V_0 = l_0^3$ эканлигидан

$$V = V_0 \left(1 + \beta t\right) \qquad (4)$$

ифодани ҳосил қиламиз. Бу ерда β - каттиқ жисмнинг хажм кенгайиш коэффициенти дейилади.

Қаттиқ жисмларни чизиқли ва ҳажм кенгайиш коэффициентлари температурага боғлиқ бўлиб, паст температураларда жуда тез, температура кубигига пропорционал холда камаяди ва мутлақ нолга интилади. Бундай хол иссиқлик сиғим учун хам ўринлидир. Шунинг учун каттиқ жисмнинг иссиқлик сиғимини иссиқликдан кенгайиш коэффициентига нисбати шу модда учун ўзгармас катталик ҳисобланади:

$$\frac{c_v}{\alpha} = const \qquad (5)$$

Бу хулосани тажрибада дастлаб Грюнейзен аниқлаган бўлиб Грюнейзен қонуни дейилади.

Изотроп қаттиқ жисмлар учун чизиқли кенгайиш коэффициенти турли йўналишларда бир хил бўлиб, анизатропик қаттиқ жисмлар учун ҳар хил бўлади.

Кўп ҳолларда, масалан, қурилиш ишларида қаттиқ жисмни иссиқликдан кенгайишини хисобга олишга тўғри келади. Чунки, температура ортиши, қизиши натижасида қаттиқ жисм эркин кенгая олмаса механик кучланиш юзага келади. Буларни олдини олиш мақсадида темир йўл рельслари, кўприкларда ва кўпгина иншоотларда "қаттиқ жисмлар" бир оз оралиқ масофа қолдириб ёки эркин ҳаракат қилишига йўл қўйилади. Шу билан бирга қаттиқ жисмларнинг иссиқликда кенгайишидан амалда кенг фойдаланилади. Масалан, кўпгина электр ўлчов асбобларида қаттиқ жисмларни иссиқликдан кенгайишидан фойдаланилади.

Классик тасаввурларга асосан қаттиқ жисмни гармоник тебранма ҳаракат қилаётган осцилляторлар тўплами деб қаралади. Осцилляторларнинг гармоник тебранма ҳаракатдаги энергияси, яъни қаттиқ жисм энергияси жисмни хосил қилган зарралар - осцилляторларнинг кинетик ва потенциал энергияларининг йиғиндисига тенг. Осциллятор 3 та эркинлик даражасига эга бўлса, ҳар бир эркинлик даражасига (1/2) kT га тенг ўртача кинетик энергия тўғри келади. Осцилляторларнинг кинетик ва потенциал энергияларининг ўртачаси ўзаро тенг. Шунинг учун бир эркинлик даражасига $(1/2)kT \cdot 2 = kT$ га тенг энергия мос келади. У ҳолда кристаллнинг учта эркинлик даражасига эга бўлган ҳар бир зарраси 3 kT га тенг энергияга эга бўлади. Қаттиқ жисм N та заррадан иборат десак унинг тўла ички энергияси 3NkT га тенглиги келиб чиқади.

Одатда, 1 моль модда учун (зарралар сони Авогадро сонига тенг бўлган модда учун) ички энергия

$$3N_AkT = 3RT$$

га тенг бўлади. Бу ерда $R = N_A k$

Қаттиқ жисмларни муҳим хоссаларидан бири унинг иссиқлик сиғимидир. Иссиқлик сиғим таърифига асосан

$$C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V = 3R \approx 25\frac{Ж}{К \cdot моль} \qquad (6)$$

га тенг бўлади. Қаттиқ жисмларда ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғим ўзгармас босимдаги иссиқлик сиғимидан кам фарқ қилгани учун (C_V=Cp) қаттиқ жисмни иссиқлик сиғими тушунчасини ҳар иккиси учун ҳам тенг кучли маънода ишлатиш мумкин.

Формуладан кўринадики, қаттиқ жисмларнинг моляр иссиқлик сиғими барча моддалар учун бир хил бўлиб, температурага боғлиқ бўлмаган катталик. Бу хулоса Г. Дюлонг ва А. Пти-лар томонидан 1819 йил тажриба асосида аникланган конунни ифодалайди. Дюлонг ва Пти конуни уй температурасида кўпчилик моддалар учун каттик жисмни иссиклик сиғимини тўғри акс эттиради.

Тажрибалар каттик жисмларда Дюлонг ва Пти конунларидан четланиш мавжудлигини кўрсатади. Паст температураларда ҳам классик тасаввурларга асосланган каттик жисмнинг иссиклик сиғими тажрибага мос келмайди. Тажрибага асосан температура пасайиши билан каттик жисмларнинг иссиклик сиғимлари камаяди ва мутлак нолда нолга айланади. Бу тажриба натижаси факат квант назарияси асосида тўғри тушунтирилади. Қаттиқ жисмнинг квант назарияси квант статистикасида, кейинчалик кўриб чикилади.

Кристалл ҳолатни статистик тавсифлаш: Қаттиқ жисм ҳолати (газларда P,V параметрларнинг берилиши билан газ ҳолати аникланганн каби) кучланиш ва деформация катталиклари билан ифодаланади. Маълумки, деформация кучланишга пропорционал бўлиб чўзилиш ва кисилиш деформациясида

$$\sigma = E\varepsilon ,$$

силжиш ва бурилиш деформациялари учун

$$\tau = G\gamma$$

кўринишга эга бўлади. Иккинчи томондан каттик жисмни иссиклик хоссаларига асосан (1) дан, деформация температура ўзгаришига пропорционалдир:

$$\varepsilon = \alpha \Delta T$$

Қаттиқ жисм ҳолатининг ўзгаришига унинг механик ва иссиклик таъсирлари сабаб бўлади десак:

$$\varepsilon = \frac{1}{E}\sigma + \alpha\Delta T \tag{7}$$

ифода каттиқ жисмни мувозанатли ҳолатининг макроскопик тенгламаси бўлади. Бу ерда E, α каттиқ жисмга хос ўзгармас катталиклар бўлиб, ($\Delta T=0$) температура ўзгариши ноль бўлганда механик хоссалари, $\sigma=0$ бўлганда иссиклик хоссалари тавсифланади.

Кристалл ҳолатни тавсифлаш зарралар кристалларни панжара тугунларида жойлашган ва улардаги ўзаро таъсир бу зарраларни тартибли жойлашишини таъминлайди, деган тасаввурга асосланади. Кристалларда зарралар бир-бири билан жуда яқин, тахминан молекулалардаги атомлар оралиғига тенг тартибидаги масофаларда жойлашган бўлади. Шунинг учун хам бундай якин жойлашган зарралар ўртасидаги ўзаро таъсир молекулалардаги атомлараро ўзаро таъсир каби етарли катта бўлади. Демак, кристаллардаги зарралар ўртасидаги ўзаро таъсир иссиқлик ҳаракат энергияси kT дан етарли катта ҳисобланади. Шундай экан кристаллардаги зарраларни иссиқлик ҳаракат энергияси уларни бир-бирларидан ажратиб юборишга етарли эмас.

Маълумки, кристаллардаги зарралар фақат ўзининг мувозанат вазияти атрофида тебраниши мумкин. Бундай тебраниш етарли кичик, яъни тебраниш амплитудаси атомлараро масофага нисбатан жуда кичик деб ҳисобланади. Бу тебранишлар энергияси қаттиқ жисмни ички энергияни белгилайди. Қаттиқ жисмда, яъни кристалл панжара тугунларида жойлашган зарралар сони N га тенг бўлсин. Ҳар бир заррани эркинлик даражалар сони 3 га тенг бўлган квант осцилляторлар деб қарайлик. Ҳамма осцилляторларни тебранишлари бир хил ва бир-бирига боғлиқ эмас деб ҳисобласак, N та осцилляторлардан тузилган кристаллнинг ўртача иссиқлик энергияси ҳар бир осцилляторларнинг ўртача энергияларининг йиғиндисига тенг бўлиши керак:

$$E = \sum_{n=1}^{N} \overline{\varepsilon}_n \qquad (8)$$

Квант механикадан маълумки чизиқли гармоник осциллятор энергияси

$$\varepsilon_n = \hbar\omega\left(n + \frac{1}{2}\right) \qquad (9)$$

га тенг.

Юқоридаги каби N та заррали кристаллни 3N та бир-бирига боғлиқ бўлмаган осцилляторлардан иборат десак, кристаллнинг ҳолат функцияси ҳар бир осцилляторнинг ҳолат функцияларининг кўпайтмасига тенг бўлади:

$$Z = \prod_{k=1}^{3N} Z_k \qquad (10)$$

Бунда Z_k k-чи осцилляторнинг ҳолат функцияси. (10) ни логарифмлаб, кўпайтмадан йиғинди кўринишдаги

$$\ln Z = \sum_{k=1}^{3N} \ln Z_k \tag{11}$$

ифодани ҳосил қиламиз.

Квант осциллятор учун ҳолат функция кўриниши (8), (9) ларни ҳисобга олиб,

$$Z = \sum_{n=0}^{\infty} e^{-E_n/kT}$$

ёки

$$Z = \sum_{n=0}^{\infty} e^{\frac{\hbar\varpi\left(n+\frac{1}{2}\right)}{kT}} = e^{\frac{\hbar\varpi}{2kT}} = \sum_{n=0}^{\infty} e^{\frac{\hbar\varpi}{kT}}$$

кўринишда ёзилади. Элементар математикадан маълумки,

$$\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{n\hbar\varpi}{kT}} = 1 + e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}} + e^{-\frac{2\hbar\omega}{kT}} + \ldots = \frac{1}{1 - e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}}}$$

Бу ифодадан фойдаланиб осцилляторнинг ҳолат функциясини қуйидагича ёза оламиз:

$$Z = \frac{e^{-\hbar\varpi/kT}}{1 - e^{-\hbar\varpi/kT}} \tag{12}$$

(12) ни (11) га қўйиб кристаллнинг ҳолат функциясини логарифми учун:

$$\ln Z = \sum_{1}^{N} \ln \frac{e^{-\hbar\varpi/kT}}{1 - e^{-\hbar\varpi/kT}} \tag{13}$$

ифодага эга бўламиз. Статистик усул билан топилган ҳолат функциясини билган ҳолда (13) ифодани ҳисобга олиб эркин энергия

$$F = -kT \ln Z \tag{14}$$

ни аниқлаймиз. (14) формула кристалл ҳолатни термодинамик параметрларини аниқлашга имкон беради. (14) формула асосида термодинамик катталикларни аниқлашни 2.1.8 да кўриб ўтган эдик.

2.1.15. Конденсирланган ҳолатлар: Б. Суюқ ҳолат

Суюқликларнинг асосий хоссалари. Маълумки, моддалар оддий шароитда газ, суюқ, каттик холатларда мавжуд бўлади. Моддаларнинг бундай ҳолатларга ажратиш маълум маънода бўлиб, улар муайян шароитларда бир ҳолатдан иккинчи бир ҳолатга ўтиши мумкин. Масалан: оддий сувнинг температурасини орттириш билан буғлатиш - газ ҳолатига ўтказиш мумкин. Ёки аксинча, температурасини пасайтириш билан муз - каттик ҳолатга ўтказиш мумкин. Шунинг учун ҳам моддаларни суюк ҳолати газ ҳолати билан кристал ҳолат оралиғидаги ҳолатни белгилайди. Суюқ ҳолат юқори температуралар томонидан газ ҳолатга, паст температуралар томонидан кристал ҳолатга чегарадош бўлганлиги сабабли суюқликларда ҳар икки ҳолатга хос хусусиятлар мавжуд бўлади.

Кузатишлар кўпгина ҳодисаларда газ ва суюқлик хоссалари бир-бирларидан фарқ қилмаслигини кўрсатади. Масалан, зичлашган газ суюқликка хос хусусиятларга эга бўлиб қолади, ҳақиқатдан ҳам критик температурада моддаларни газ ва суюқлик хоссалари бир хил бўлиб қолади. Бундан ташқари газ ҳолатдан суюқ ҳолатга узлуксиз ўтиш жараёни бу ҳолатларнинг хоссалари бир хил бўлишини ва реал газ ҳолат тенгламаси билан баъзи суюқ ҳолатларни тавсифлаш мумкинлиги уларнинг хусусиятларида умумийлик мавжудлигини кўрсатади.

Лекин буларнинг ҳаммаси тахминий бўлиб, сифат жиҳатдан мос келса-да, микдорий жиҳатдан кескин фарқ қилади. Масалан, Ван-дер-Ваальс тенгламасини суюқликларга татбиқ этганда фақат сифат жиҳатдангина мос келиб, кўп ҳолларда ундан фойдаланиб бўлмайди. Худди шундай суюқ ҳолат баъзи хоссалари билан қаттиқ ҳолатдан фарқланади. Бу айниқса рентген нурлар билан қилинган тажрибада аниқ кўринади. Рентген нурларнинг газларда сочилиши унча сезилмайди. Қаттиқ жисмларда дифракция ҳодисаси аниқ кузатилган ҳолда, суюқликларда ўзига хос рентген нурларининг сочилиши кузатилади. Бу суюқликларнинг қаттиқ жисмга яқин туришини билдиради. Қуюқлашган суюқлик қаттиқ жисм хоссаларига эга бўлиб қолади. Яъни, ўта совутилган суюқлик қаттиқ жисм ҳисобланади.

Умуман олганда бундай ўхшашликлар маълум маънода бўлиб, суюқликлар, газ ва қаттиқ жисмлардан кескин ва катта фарқ қилади.

Суюқликлар молекуляр-иссиқлик ҳаракатидан келиб чиқувчи иссиқликдан кенгайиши, сиқилувчанлиги, иссиқлик сиғимига эга бўлиши, диффузия, ички ишқаланиш, иссиқлик ўтказувчанлик ва сирт қатламига оид ҳамда бошқа турли хил хоссаларга эга ҳисобланади.

Суюқликларнинг иссиқликдан кенгайиши температурани бир бирликка ўзгаришида ҳажмнинг моляр ўзгариши билан аниқланувчи

$$\alpha = \frac{1}{V}\left(\frac{dV}{dT}\right) \qquad (1)$$

ҳажм кенгайиш коэффициенти билан тавсифланади. Суюқликларни ҳажм кенгайиш коэффициенти газларникидан кам фарқланади. Бу уни газларга хос хусусиятларга эга эканлигини билдиради.

Суюқликлардаги яна бир муҳим хосса унинг сиқилувчанлиги бўлиб, босимни бир-бирликка ўзгартирганда ҳажмнинг нисбий ўзгариши билан аниқланади:

$$\gamma = \frac{1}{V}\left(\frac{dV}{dp}\right)_T \qquad (2)$$

Газларга қараганда суюқликларни сиқилувчанлиги жуда кичик. Суюқликларнинг бу хоссаси уни сиқилувчанлиги кичик бўлган қаттиқ жисмга яқинлигини кўрсатади.

Газлардан фарқли ҳолда суюқликларнинг иссиқлик сиғими қаттиқ жисмларники каби температурага боғлиқ бўлади. Бу боғланиш анча мураккаб бўлиб, баъзи суюқликларда температура ортиши билан иссиқлик сиғим ортади, баъзиларда эса аксинча. Шунинг учун суюқликларни иссиқлик сиғими газларни иссиқлик сиғими каби содда тавсифланмайди.

Суюқликларда бўладиган кинетик ҳодисалар-диффузия, ички ишқаланиш, иссиқлик ўтказувчанлик газларникидан фарқлидир.

Суюқлик хоссаларини тавсифловчи изчил назарияси яратилмаган бўлса-да, қуйидагича қараш эътироф этилган.

Суюқлик молекулалари бир-бирлари билан зич жойлашган бўлиб, атрофдаги молекулалар билан ўзаро таъсирга эга бўлади. Бу ўзаро таъсирни енгиб чиққан молекулалар бошқа атрофдаги молекулаларнинг таъсир сферасига тушади. Ҳар бир суюқлик молекуласи муайян вақт давомида маълум мувозанат вазият атрофида тебранади. Молекулалар вақти вақти билан ўзининг мувозанат вазиятини - ҳолатини ўзгартириб туради. Бу ўзгаришлар молекулалар ўлчамлари тартибидаги масофага сакраш йўли билан амалга ошади. Бундай ҳолатда молекулалар маълум муддатда тебраима ҳаракат килар экан, яна сакраш билан янги ҳолатга ўтади, гўё суюқлик ичида кўчиб юради. Сакрашлар ва тўхташлар билан содир бўладиган молекулаларнинг кўчиши иссиқлик-хаотик ҳаракат натижасидир.

Молекулаларнинг суюқлик ичидаги ҳаракати давомида тўхташлар ва кўчишларнинг муддатлари ҳар хил бўлиб, тартибсиз ўзгариб туради. Молекулаларнинг ўртача тўхташ муддати, яьни мувозанат вазияти атрофида ўртача тебраниш давомийлиги релаксация вақти дейилади. Температура ортиши билан релаксация вақти камаяди. Бунга сабаб суюқликларда температура ортиши билан молекулаларнинг ҳаракатчанлиги кучли ортиб кетишидир. Умуман релаксация вақти суюқликлар турига ва температурага боғлиқ бўлиб,

$$\tau = \tau_0 e^{U/kT} \qquad (3)$$

га тенг бўлади. Бунда k - Больцман доимийлиги, T - температура, τ_0 -молекуланинг вақтинча, муваққат ҳолати атрофидаги ўртача тебраниш вақти, U - берилган модда учун суюқлик заррасини вақтинчалик бир ҳолатдан иккинчи бир вақтинчалик ҳолатга ўтиш энергиясини билдирадиган катталик. Молекула бир вақтинчалик мувозанатдан иккинчи бир вақтинчалик мувозанат ҳолатга ўтишда қўшни молекулалар билан ўзаро таъсир U энергиясини енгиши, яьни бир ҳолатдан иккинчи бир ҳолатга ўтиши учун зарур бўлган U энергия керак бўлиб, одатда бу энергияни фаолланиш энергияси дейилади.

Юқоридаги тушунчалар асосида суюқликлардаги диффузия ҳодисасини тушунтириш мумкин. Суюқликларда ҳам Фик қонуни ўринли бўлиб, диффузия коэффиценти

$$D = A \cdot e^{-U/kT} \quad (4)$$

га тенг бўлади. Бунда

$$A = \frac{1}{6}\bar{\delta} \cdot \frac{\bar{\delta}}{t}$$

га тенг катталик. Молекула бир ҳолатдан иккинчи бир ҳолатга ўтишда δ масофага сакрасин. Сакраш учун кетган вакт t га тенг бўлса, δ/t молекула тезлигини беради. У ҳолда А молекуланинг тезлиги ва сакраш масофасига боғлиқ бўлган катталик экан. Суюқликларда диффузия газлардагига караганда жуда секин бўлади.

Ички ишқаланиш учун Ньютон конуни суюқликларда ҳам бажарилади. Бунда ички ишқаланиш коэффиценти

$$\eta = B \cdot e^{U/kT} \quad (5)$$

формула билан аниқланади. Бунда В - суюқлик табиатига, аникроғи молекуланинг сакраш масофаси, тебраниш частотасига боғлиқ катталикдир. Умуман юқоридаги формулалардан кўринадики, суюқликларда диффузия, ички ишқаланиш коэффицентлари температурага боғлиқ.

Маълумки, ички ишқаланишга тескари бўлган катталик оқувчанлик дейилади. Демак, оқувчанлик температурага пропорционал бўлиб, температура ортиши билан суюқликларнинг оқувчанлиги ортади.

Суюқ ҳолатнинг статистик назарияси. Биз юқорида суюқ ҳолатни газ ва кристалл ҳолатга нисбатан кам ўрганилганлигини қайд этган эдик. Кейинги йилларда суюқ ҳолатни статистик назарияси (Дебай, Хилл, Борн, Грин, Кирквуд, Боголюбов) тез ривожланаётган бўлса-да ҳозиргача тугалланган изчил назария яратилган эмас. Бу ерда суюқ ҳолатни статистик назариясида кенг қўлланишга эга бўлган радиал функциялар усулини қискача кўриб ўтамиз.

Моддалар суюқ ҳолатининг статистик назарияси моддаларни ҳосил қилган зарраларнинг ҳаракати ва уларнинг ўзаро таъсирига асосланган бўлиб, бунда статистик усул билан ҳолат тенгламасини келтириб чиқариш асосий масала ҳисобланади.

Суюқликнинг бирор ихтиёрий заррасини r,r+dr радиусли шар қатламидаги бошқа зарралар билан таъсирини аниқлайлик. dr радиусли шар қатламининг ҳажми

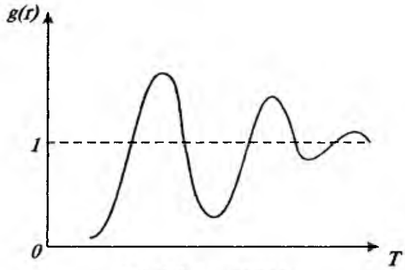
$$dv = 4 \cdot \pi r^2 dr$$

га тенг. Маълумки, зарраларни бу ҳажмда бўлиш эҳтимоллиги оддий газ ҳолати учун

$$dw = \frac{dv}{v}$$

га тенг. Бу ерда V – газ ҳажми. Агар суюқликни зичлашган газ деб ҳисоблаб, бу эҳтимоллик r ни функцияси бўлган g(r) катталикка ҳам боғлиқ бўлади, десак:

$$dw = g(r)\frac{dv}{v} \text{ ёки } dw = g(r)\frac{4\pi r^2}{v}dr \qquad (6)$$



2.1.15-1- расм.

кўринишга эга бўлади. Бу ерда зарралар оралиғидаги масофага боғлиқ бўлган g(r) функцияни радиал тақсимланиш функцияси дейилади. Радиал тақсимланиш функцияси бирга тенг бўлганда суюқлик газдан иборат бўлади (g(r)=1).

Рентген нурларнинг суюқликлардаи ўтишини таҳлил қилиш радиал функциянинг кўриниши 2.1.15-1-расмдаги каби бўлишини кўрсатади. Маълум ҳисоблашларда N та заррали V ҳажмдаги суюқликнинг тўла энергияси

$$E = \frac{3}{2}NkT + \frac{1}{2}\frac{N^2}{V}\int_0^\infty U(r)g(r)4\pi r^2 dr$$

га, суюқликнинг ҳолат тенгламаси

$$PV = NkT - \frac{N^2}{6v}\int_0^\infty U\text{V}(r)g(r)\cdot r\cdot 4\pi r^2 dr$$

га тенг эканлиги исботланади. Бунда U(r) -ўзаро таъсир потенциал энергияси, g(r)-радиал тақсимланиш функция.

Статистик физикада ўзаро таъсир потенциалини аниқ кўринишини топиш энг қийин масаладир. Кўп ҳолларда ўзаро таъсир потенциали сифатида Ленард-Джонсон формуласи олинади:

$$U(r) = 4 \cdot \varepsilon \left\{ \left(\frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^{6} \right\} \qquad (7)$$

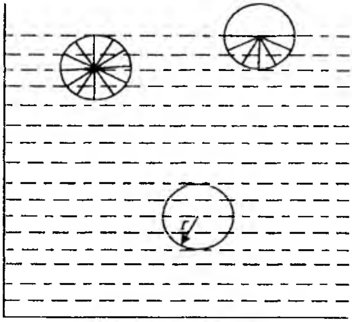
Бунда σ - зарранинг эффектив диаметри, ε - доимий катталик.

Демак, суюқ ҳолатни статистик назариясида берилган ўзаро таъсир потенциалида радиал функцияни топиш билан масала ҳал этилган бўлади.

Суюқлик чегарасида бўладиган ҳодисалар. Суюқликлардаги молекуляр босимнинг мавжудлигидан келиб чиқувчи суюқлик сиртида юз берувчи ҳодисаларни кўриб чиқайлик. Дастлаб суюқликлардаги молекуляр босим нималигини аниқ-лайлик.

Суюқлик молекулалари газлардагига қараганда зич жойлашган бўлиб, улардаги ўзаро таъсир кучлари ҳам катта бўлади. Шунинг учун суюқликларда молекулалар иссиқлик ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси молекулалар орасидаги ўзаро таъсир кучларини енгиш учун етарли бўлмайди.

Суюқликлардаги ихтиёрий бир молекулани фикран ажратиб олайлик. Уни марказ қилиб радиуси z га тенг сфера чизамиз. Суюқлик молекулалари бир-бирига жуда яқин жойлашган бўлади. Шу билан бирга уни ўраб олган бошқа молекулалар ўртасидаги ўзаро таъсир кучлари масофа ортиши билан тез камаяди. Шунинг учун танлаб олинган суюқликдаги молекулани r радиусли сферадаги бошқа молекулалар ўртасидаги ўзаро таъсиринигина ҳисобга олиш етарли бўлади. Бу ерда ҳар бир молекуланинг бошқа барча қўшни молекулалар билан таъсирини белгиловчи r масофага молекуляр таъсир радиуси дейилади. r радиусли сферага молекуляр таъсир сфераси дейилади (2.1.15-2-расм).



2.1.15-2- расм.

Суюкликларда молекулалар ўртасидаги ўртача масофа $\sim 10^{-8}$ см бўлган холда молекуляр таъсир радиуслари ундан бир оз катта холос.

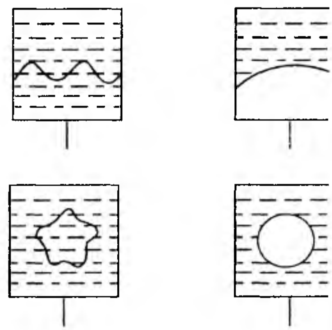
Суюкликнинг бошка мухит билан чегараланган қисми суюклик сиртини хосил килади. Суюқлик ичидаги ҳар бир молекула бошка барча қўшни молекулалар билан таъсир доираси чегарасидагина таъсирлашар экан, уларнинг ўртача тенг таъсир этувчиси нолга тенг бўлади. Суюқлик сиртидаги молекулаларда бундай эмас. Бунга сабаб молекулалар таъсир доирасининг маълум бир кисми суюқлик ичида, маълум кисми суюқлик ташқарисида бўлиб сирт чегарасидан ташқарида молекулалар зичлиги кам бўлганлиги учун ўзаро таъсирлашувчи кучлар бир-бирини мувозанатламайди. Уларнинг тенг таъсир этувчиси нолдан фарқли ва у суюқлик ичкариси томон йўналган бўлади. Натижада суюкликнинг қалинлиги молекуляр таъсир сферасидан кичик ($\sim 10^{-7}$см) сирт катламида суюқлик ичкариси томон йўналган тенг таъсир этувчиси нолдан фарқли ўзаро таъсир кучлари пайдо бўлади. Бу кучлар таъсирида суюқлик сиртидаги молекулалар суюқлик ичига тортилар экан. Бу суюқлик сирти томонидан суюкликка босим беришини кўрсатади. Бундай сирт қатламининг бутун суюқликка кўрсатган таъсири молекуляр босим дейилади. Бу ўринда шуни қайд қилиш керакки, ҳисоблашлар молекуляр босимни жуда катта эканлигини кўрсатса-да, суюқликка туширилган жисмга молекуляр босим таъсири сезилмайди.

Молекуляр босим кучлари таъсирида сферик шакл олиш учун суюқлик сирти кисқаришга ҳаракат қилади. Шунинг учун суюқлик сиртини қискартиришга ҳаракат килувчи бундай хусусиятли кучлар сирт тарангликк кучлари дейилади. 2.1.15-3- расмда сирт тарангликк кучлари ўз сиртини камайтиришга интилишини кўрсатувчи тажрибалар тасвирланган.

Механикадан маълумки, куч тескари ишора билан олинган потенциал энергия градиентига тенг. Демак,

$$F = -\frac{\partial U}{\partial x} \tag{8}$$

бу куч суюқлик сиртидаги молекулаларни қўшимча потенциал энергияга эга бўлишини таъминлайди. Бошқача айтганда, суюқлик сиртидаги молекулалар ичкаридаги молекулалардан фарқли бўлиб, суюқлик ичкарисидаги молекула сирт катламига ўтар экан бу катламда таъсир этувчи кучларга қарши иш бажариши керак бўлади. Молекуланинг кинетик энергия ҳисобига бажарилган бу иш



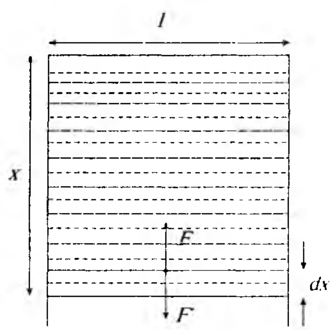
2.1.15-3- расм.

унинг потенциал энергияни оширишига сарф бўлади. Аксинча, молекула сирт қатламидан суюқлик ичкарисига ўтар экан унинг потенциал энергияси кинетик энергияга айланади. Умуман олганда, суюқлик ички энергиясининг бир қисми бўлган бу энергия суюқликнинг сирт қатламида қўшимча потенциал энергия кўринишида бўлади. Бу энергия сирт юзига пропорционалдир:

$$U_c = \sigma S \tag{9}$$

Бунда σ - сирт таранглик коэффиценти дейилади.

Бир томони эркин ҳаракатлана оладиган симдан ясалган тўрт бурчакли рамкани совун эритмасига солиб олсак унда юпқа



2.1.15-4-расм.

совун пардасидан иборат суюқ қатлам ҳосил бўлади (2.1.15-4-расм). Сирт таранглик кучлари таъсирида суюқлик ўз сиртининг қисқартиришга интилар экан, рамкани эркин ҳаракатланадиган томони dx масофага силжиши мумкин. Совун парда ҳосил қилган сирт юзи $S = x\ell$ га тенг дейлик. (9) дан

$$dU = \sigma ds,$$

буни (8) га қўйиб ва $dS = \ell\, dx$ эканлигини ҳисобга олсак,

$$F = -\frac{\sigma ds}{dx} = -\frac{\sigma \ell\, dx}{dx} = -\sigma \ell$$

ёки

$$F = -\sigma \ell \qquad (10)$$

ни ҳосил қиламиз. (10) дан кўринадики сирт таранглик коэффиценти суюқлик сиртини чегараловчи узунлик бирлигига таъсир этувчи кучга сон жиҳатдан тенг бўлган катталик экан. Сирт таранглик коэффицентини (9) ёки (10) дан аниқлаш мумкин. Бирлиги эса (9) дан Ж/м^2 ёки (10) дан Н/м ларда ўлчанади:

$$\frac{Ж}{м^2} = \frac{Н \cdot м}{м^2} = \frac{Н}{м}$$

Маълум ҳажмдаги хар кандай суюқлик сирт таранглик кучларидан ташқари оғирлик кучи ҳамда идиш деворини ҳосил қилган зарралар билан суюқлик зарралари ўртасидаги ўзаро таъсир кучларига эга бўлади. Шунинг учун суюқликнинг ҳақиқий шакли бу учта куч таъсирида намоён бўлади. Маълумки, оғирлик кучи ҳажмий куч бўлиб, суюқликнинг бутун ҳажми бўйича таъсирга эга. Суюқлик массаси ортиши билан хажмий кучлар сиртқи кучларга нисбатан ортиб кетади ва асосан суюқлик шакли оғирлик кучига боғлиқ бўлиб қолади. Бунда суюқлик минимал потенциал энергияга эга бўлишга, яъни суюқлик юпқа қатлам шаклини олишга (суюқлик ёйилишга) интилади.

Оғирлик кучини ҳисобга олмаслик даражада кичик бўлгаида суюқлик шакли сирт таранглик кучи таъсирида бўлади. Бунда суюқлик энг кам сирт ҳосил қилишга интилади. Масалан, вазнсизлик ҳолатидаги суюқлик шар шаклида бўлиши кузатилади. Кичик массали суюқликлар ўз-ўзидан шар шаклини олиши, яъни томчи ҳосил бўлишини оддий кузатишларда кўп учратганмиз. Демак, суюқликни унча катта бўлмаган томчилари шар шаклини олишига сабаб унга таъсир қилувчи оғирлик кучини кичик бўлиши ва сирт таранглик кучини мавжудлигидир.

Суюқликни найчадан оқиб чиқишида томчи ҳосил бўлиши уни аниқ бир ўлчамга етгач узилиши билан содир бўлади. Томчининг оғирлиги уни ушлаб турган сирт таранглик кучига тенг бўлгандан кейингина томчи узилиб тушади. Бунда томчининг оғирлиги томчи бўйин айланаси бўйлаб таъсир этувчи сирт таранглик кучлари билан мувозанатлашади. Агар бўйиннинг радиуси r га, сирт таранглик коэффиценти σ га тенг бўлса, сирт таранглик кучини

$$F = \sigma \ell = \sigma 2\pi r$$

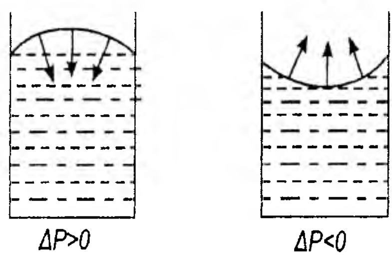
кўринишда ёза оламиз. Бунда r - томчининг узилиш пайтида ҳосил қилган бўйин айланасининг радиуси. Демак, F = P яъни

$$P = 2\pi r\sigma \qquad (11)$$

оғирлик кучи сирт таранглик кучига тенг бўлганда томчи ҳосил бўлади.

Сирт таранглик коэффициенти оддий томчи усулида қуйидагича топилади. Бунда узилаётган томчилар бир нечтаси тарозида ўлчаб оғирлиги топилади ва r ни ҳисоблаш билан сирт таранглик коэффиценти (11) формуладан аниқланади.

Суюқликка таъсир этувчи сирт таранглик кучи, оғирлик кучи ва суюқлик билан идиш деворини ҳосил қилувчи зарралар орасидаги ўзаро таъсир кучлари бир-бирлари билан мувозанатлашган суюқлик ясси (текис) сиртга эга бўлади. Лекин кўп ҳолларда суюқлик сирти эгриланган нотекис сирт ҳосил қилади. Суюқлик сиртининг бундай эгрилиги унга таъсир қилувчи қўшимча кучларни юзага келтиради. Бу кучлар сиртга тик йўналган бўлиб, сиртга уринма бўлган сирт кучларидан фарқ қилади. Демак, эгриланган сирт ясси сирт ҳосил қилган босимдан фарқли қўшимча босим ҳосил қилади. Суюқлик сирти қаварик бўлганда бу қўшимча босим мусбат, ботиқ бўлганда манфийдир (2.1.15-5- расм). Одатда,



2.1.15-5-расм.

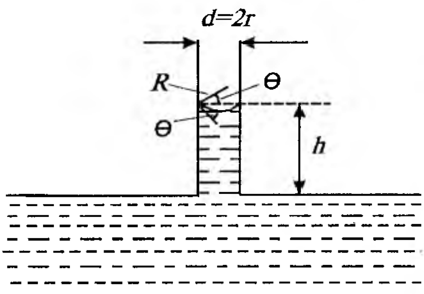
$$C = \frac{1}{R} \qquad (12)$$

катталик сирт эгрилиги дейилади. Бунда R - сирт эгрилик радиуси. Суюқлик сиртининг эгрилик радиуси R га тенг бўлса сирт таранглик коэффиценти σ бўлган суюқликдаги қўшимча босим

$$\Delta P = 2\frac{\sigma}{R} \qquad (13)$$

га тенг бўлар экан. Бу қўшимча босим сирт қаварик бўлганда суюқлик ичкариси томон, ботиқ бўлганда суюқликдан ташқари томон йўналган бўлади. Дастлаб бу босимни Лаплас аниқлаган бўлиб, Лаплас босими дейилади.

Сирт ҳодисаларида намоён бўлувчи суюқлик хоссаларидан яна бири капилярликдир. Агар ингичка шиша найча сувга ботирилса сув найчада ўзининг сатҳидан маълум баландликкача кўтарилади. Идиш ўлчамлари идишга тегишиб турган суюқлик сиртини эгрилик радиуси тартибида бўлса, уни капилляр (тор, ингичка) идишлар дейилади. Шунинг учун ҳам бундай идишларда содир бўлувчи ҳодисалар капилляр ҳодисалар дейилади. Ингичка найчаларда суюқлик сатхининг ўзгариши капиллярлик дейилади. Бундай идишларда Лаплас босимининг таъсири кучли бўлади. Айниқса капилляр ҳодисаларда қаттиқ жисм билан суюқлик молекулалари ўртасидаги ўзаро таъсир кучлари катта аҳамиятга эга. Бунда суюқлик молекулаларининг ўзаро таъсир кучлари суюқ ва қаттиқ жисм молекулалари ўртасидаги ўзаро таъсир кучидан катта бўлса, суюқлик сирти қаварик бўлиб, суюқлик қаттиқ жисмни хўлламайди, дейилади (2.1.15-6-расм). Агар суюқлик молекулаларининг ўзаро таъсир кучлари суюқ ва қаттиқ жисм молекулалакулалари ўртасидаги ўзаро таъсир кучидан кичик бўлса суюқлик сирти ботик бўлиб, суюқлик қаттиқ жисмни хўллайди дейилади. Энди капилляр идишларда суюқликларни қанча баланадликка кўтарилишини аниқлайлик. Капилляр найча радиуси r га тенг. Суюқлик идишни хўлласа суюқлик сирти ботиқ сфера шаклида



2.1.15-6- расм.

бўлади. Сферик сирт остидаги суюқлик босими, маълумки, ясси сиртли ҳолдагидан ΔP га кам бўлади. Натижада найчадаги суюқлик h баландликка кўтарилади. h баландликка кўтарилган суюқлик ρ g h гидростатик босим ҳосил қилади. Бу суюқлик устуни ҳосил қилган босим қўшимча ΔP босим билан мувозанатлашади:

$$P = 2\frac{\sigma}{R} = \rho g h \qquad (17)$$

Бунда ρ - суюқлик зичлиги, g-оғирлик кучининг тезланиши. расмдан $R = \dfrac{r}{\cos\alpha}$ эканлигидан юқоридаги ифодани

$$\frac{2\sigma\cos\alpha}{r} = \rho g h$$

ёки, бундан

$$h = \frac{2\sigma\cos\alpha}{r\rho g}$$

ни топамиз. Тўла хўлловчи, яъни $\alpha=0(\cos\alpha=1)$ бўлган суюқликлар учун

$$h = \frac{2\sigma}{\rho g r} \qquad (18)$$

ифодани ҳосил қиламиз. Формуладан кўринадики, най радиуси қанча кичик бўлса суюқлик шунча юқорига кўтарилар экан. Суюқликнинг сирт таранглик коэффициенти қанча катта бўлса, суюқлик зичлиги қанча кичик бўлса найчадан суюқлик шунча юқорига кўтарилиши керак.

Хўлламайдиган суюқликларда суюқлик сирти қабариқ бўлиб суюқлик сатҳини пасайиши кузатилади. Суюқлик сатҳини пасайиши ҳам (18) формула билан аниқланади.

Капиллярлик табиатда кенг тарқалган: Масалан, ғовак жисмлар суюқликни шимиши, дарахтлар тупроқдан озикланиши, ошқозонда овқатни сўрилиши ва бошқалар.

Асосий формулалар

Воқеанинг оз бериш эҳтимоллиги
$$W = \lim_{N\to\infty} \frac{n}{N}$$

Тасодиф катталикиинг ўртача қиймати
$$\bar{x} = \int x f(x)dx$$

Статистик мувозанатли системаларда тақсимот функция
$$f_{\beta\nu}(E) = \frac{\beta^{\nu}}{\partial(\nu)} E^{\nu-1} e^{-\beta E}$$

Ўртача арифметик тезлик
$$\bar{\vartheta}_{ўр} = \sqrt{8\frac{kT}{\pi m}}$$

Ўртача квадратик тезлик
$$\bar{\vartheta}_{ўр.кв} = \sqrt{3\frac{kT}{m}}$$

Энг катта эҳтимолли тезлик
$$\bar{\vartheta}_{э.к.т} = \sqrt{2\frac{kT}{m}}$$

Максвелл тақсимоти
$$f(\vartheta) = Ae^{-\frac{m\vartheta^2}{2kT}}\vartheta^2$$

Больцмаи тақсимоти
$$f(x, y, z) = Be^{-U/kT}$$

Максвелл-Больцман тақсимоти
$$f(\varepsilon) = 4\pi\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} \bullet e^{-\left(\frac{m\vartheta^2}{2kT}+\frac{mgh}{kT}\right)}\vartheta^2$$

Барометрик формула
$$p = p_0 e^{-mgh/kT}$$

Температура ва молекулаларнинг илгариланма ҳаракатинннг ўртача энергияси орасидаги боғланиши
$$E = \frac{2}{3}kT$$

Газлар кинетик назариясининг асосий тенгламаси
$$P = nkT$$

Идеал газ ҳолат тенгламаси
$$PV = RT$$

Менделеев-Клайперон тенгламаси
$$PV = \frac{M}{\mu}RT$$

Ван-дер-Ваальс тенгламаси
$$\left(P + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT$$

Грюнейзен қонуни
$$C_V/\alpha = const$$

Сирт таранглик кучи
$$F = \sigma\,\ell$$

2.2. ТЕРМОДИНАМИКА

2.2.1. Иссиқлик ҳодисалари
2.2.2. Термодинамиканинг биринчи қонуни
2.2.3. Иссиқлик сиғим
2.2.4. Термодинамик жараёнлар
2.2.5. Термодинамиканинг иккинчи қонуни
2.2.6. Энтропия
2.2.7. Термодинамика қонунлари ва энтропия
2.2.8. Энтропиянинг статистик маъноси
2.2.9. Термодинамик функциялар

"Агар биз термодинамиканинг тажрибадан олинган тамойилларини механикадан ахтарсак, у ҳолда температура ва энтропиянинг механик талқинини аниқлашимиз керак бўлади".

В. ГИББС, америкаliнинг олими

2.2.1. Иссиқлик ҳодисалари

Модданинг майда зарралар - атомлардан тузилиши ҳақидаги тушунчалар қадимдан маълум эди. Қадимий грек олимлари Ер, сув, ҳаво, ўт табиатдаги ҳамма борлиқни асосини ташкил қилган бўлиб, уларнинг барчаси атомлардан-бўлинмас зарралардан тузилган деб тушунтирди.

Кейинчалик молекуляр-кинетик назариянинг вужудга келиши натижасида модданинг атом тузулиши тасдиқланди ва ривожланди. Бу назарияга кўра ҳар қандай жисм майда зарралар - молекулалардан тузилган бўлиб, унинг хусусиятлари бу молекулаларнинг ҳаракати натижасидир.

Иссиқлик ҳодисаларини ўрганишда дастлабки молекуляр-кинетик назарияга асос солганлардан Бекон, Гук, Румфордлар бўлиб, Бекон фикрича иссиқликнинг асл моҳияти ҳаракатдир. Гук эса иссиқлик жисм қисмларининг тартибсиз ҳаракатидир, деб ҳисоблайди. Румфорд, қўнғироқ қанча кучли тебранса, кучли овоз чиқарганидек жисмни ташкил қилган зарралар-молекулалар қанча қаттиқ тебранса, жисм шунча иссиқ бўлади, деб тушунтиради.

Демак, иссиқлик жисмни ташкил қилган зарралар тартибсиз ҳаракатларининг натижаси экан. Иссиқлик табиат ҳодисалари ичида ҳаракатнинг бир тури бўлиб, бу ҳодисаларни ўрганиш асосида термодинамика фани вужудга келди. Термодинамика грекча терме-иссиқлик, динамис-куч сўзларидан олинган бўлиб, маъносига кўра иссиқлик билан боғлиқ бўлган кучлар ҳақидаги фандир. Айниқса Карно, Майер, Жоуль, Гельмгольц ва бошқаларнинг бу соҳадаги ишлари термодинамикага асос бўлди. 1842 йили немис олими Майер томонидан, 1843 йили инглиз олими Жоуль томонидан иссиқлик ва ишни ўзаро эквивалентлиги аниқланди. 1847 йили немис олими Гельмгольц томонидан термодинамиканинг биринчи қонуни энергиянинг сақланиш қонуни математик ифодаси берилди.

1824 йили француз олими Карно томонидан термодинамиканинг иккинчи қонуни аниқланган бўлиб, кейинчалик 1850 йилларда Клаузиус ва Томсонлар бу қонуннинг янгича таърифини беришди. Тажриба далилларига асосланиб, 1906 йили Нерст термодииамиканинг учинчи қонунини аниқлади.

Термодинамика тажрибадан олинган табиатни энг умумий қонунларига асосланади. Шунинг учун ҳам термодинамика феноменологик - тажрибага асосланган назариядир. Бунда табиатни энг муҳим, энг умумий қонунларидан танлаб олинади ва улардан тегишли мантиқий хулосалар чиқариб кўпгина ҳодисаларнинг бориши тўғри тушунтирилади. Бу қонунлар қуйидагича таърифланади:

Бириичи қонун. Энергия йўқдан бор бўлмайди, бордан йўқ бўлмайди. Фақат бир турдан иккинчисига ўтади. Энергия сақланади.

Иккиичи қонун. Иссиқликни ишга айлантиришдан иборатгина бўлган жараённи амалга ошириб бўлмайди.

Учинчи қонун. мутлақ ноль температурани олиш мумкин эмас.

Молекуляр-кинетик 'назарияни кейинги ривожланиши Максвелл. Клаузиус ва Больцман ишлари билан боғлиқ. 1857 йили немис олими Рудольф Клаузиус молекулаларнинг иссиқлик энергияси кинетик энергиядан иборат эканлигини кўрсатади ва молекулаларнинг эркин югуриш масофаси тушунчасини киритди.

1859 йили Максвелл тезликлар бўйича молекулаларнинг тақсимланиш қонунини кашф этди.

Австрия физиги Больцман 1860 йилларда тезликлар бўйича молекуларнинг тақсимланишини умумлаштирди, энергиянинг эркинлик даражалари бўйича тенг тақсимлашиии аниқлади, энтропия билан эҳтимоллик орасидаги боғланиш ва унинг номи билаи аталувчи Больцман тенгламасини яратди. 1902 йил Гиббс статистик физиканинг асосий тамойиллари баён этилган китобни чиқарди.

Термодинамика статистик физика каби макроскопок системалардаги қонуниятларни ўрганади.

Термодинамика ва статистик физиканинг ўрганиш обьекти бир бўлса-да, масалани қўйилиши жиҳатидан бир-биридан фарқ қилади. Термодинамика системанинг хусусиятларини уиинг молекуляр тузилишига эътибор бермай, фақат тажрибадан олинган қоиунларга асосланган ҳолда текширади. Статистик физика эса система хусусиятини унинг молекуляр тузилишини ҳисобга олиб, статистик усул, эҳтимоллар назариясига асосланган ҳолда текширади.

Мувозанат тушунчаси механикадаги каби молекуляр физикада ҳам қўлланилади. Лекин бу тушунча молекуляр физикада, термодинамикада бошқача маънога эга бўлган умумий тушунчадир. Механика нуқтаи назаридан жисмнинг мувозанатлилиги уни бирор координат системасига нисбатан аниқланади. Бундай системанинг механик мувозанат ҳолати деб, уни текширалаётган саноқ системасига нисбатан тинч турган ҳолатига айтилади. Агар саноқ система инерциал бўлса, система мутлақ мувозанат ҳолатда дейилади. Агар саиоқ система ноинерциал бўлса система нисбий муиозантли ҳолатда дейилади.

Термодинамик мувозанат механик мувозаиатдан шу билан фарқланадики, термодинамик мувозанатда системага хос ҳамма макроскопик параметрлар ўзгармай қолса-да, системада молекуляр ҳаракатлар (атом ва молекулалар ҳаракати) тўхтамайди. Масалан, қанднинг эриши билан кристалланиши компенсацияланувчи мувозанатли ҳолат юз беришида молекулаларнинг тўхтовсиз ҳаракати давом этади. Берк идишдаги сувнинг буғланиши билан конденсация ҳолатида ҳам молекулалар тўхтовсиз ҳаракатда бўлади.

Баъзан макроскопик жараёнлар тўхтаган, лекин молекуляр кўламдаги жараёнлар юз бераётгаи бундай ҳолат динамик мувозанатли ҳолат деб қаралади. Маълумки, термодинамикада ҳолат тушунчаси макроскопик параметрлар воситасида тавсифланади. Шунинг учун ҳам бундай ҳолатни системанинг макроҳолати дейилади. Умуман физикада жисм деб, ранги ва шаклидан қатъий назар бирор ҳажмга эга бўлган маълум бир физик хусусиятлари билан тавсифланувчи, объектив ўлчовга эга бўлган моддани тушунамиз. Жисмни тавсифловчи ва объектив ўлчовга эга бўлган хусусиялари эса уни, яъни жисмнинг ҳолатиии тавсифловчи параметрлари бўлади. Бошқача айтганда, система ҳолатини тавсифловчи каттталиклар ҳолатнинг иараметрларидир. Бу параметрлардан бирортаси ўзгарса; жисм ҳолати ҳам ўзгарадн. Шунинг учун ҳам бу параметрларнинг ўзгариши, унинг термодинамик ҳолати ўзгаришини билдиради.

Бу параметрларнинг турли қийматларида ҳар қандай ҳолат бир-биридан фарқланиши табиийдир. Лекин бу жисмни бошқа жисмлардан яккалаб, яъни ташқи таъсир бўлмаса, масалан, ташқи майдон таъсири бўлмаганда ва ўз ҳолига қўйилса, маълум вақтдан кейин жисмдаги ҳамма макро жараёнлар тўхтайди. Ниҳоят жисмнинг ҳамма қисмида бу параметрлар ўзгаришсиз, бир хил бўлиб қолади. Жисмнинг бундан кейинги ҳолати ўзгармайди ва бу ҳолат етарли узоқ вақт сақланади. Бу ҳолатдан система ўз-ўзидан, ташқи таъсирсиз чиқиб кета олмайди. Одатда системанинг бундай ҳолати унинг термодинамик мувозанатли ҳолатидир. Демак, ҳар қандай яккаланган макроскопик система вақт ўтиши билан охир-оқибатда ташқи таъсир бўлмаса, маълум бир шароитда барча макроскопик жараёнлар тўхтаган термодинамик мувозанатли ҳолатга ўтади. Баъзан яккаланган системаларнинг бошланғич ҳолати қандай бўлишидан қатъий назар барча макрожараёнлар тўхтаган термодинамик мувозанатли ҳолатга ўтиши муҳим аҳамиятга эга бўлиб, термодинамиканинг нолинчи қонуни сифатида талқин этилади.

Мувозанатли ҳолатларнинг узлуксиз кетма-кетлигидан иборат бўлган жараён мувозанатли жараён дейилади. Термодинамик мувозанатли ҳолат кўп бўлмаган макроскопик параметрларни берилиши билан содда тавсифланади. Масалан, бундай параметрлар босим, температура, зичлик, концентрация, ҳажм, электр, магнит кучлаганликлари ва ҳакозолар бўлиб, умуман олганда термодинамик мувозанатли ҳолат тушунчаси етарли катта сондаги заррачалар системаси учун ўринлидир. Иккинчидан бу тушунча физикада кўп қўлланиладиган соддалаштирувчи модель сифатида ишлатилади. Масалан, идеал газ каби қатъий айтганда, термодинамик мувозанатли ҳолат ҳам идеаллаштирилган ҳолат бўлиб табиатда йўқ.

Жисм ҳолатини ташқи таъсир (иситиш, совитиш, қисиш, чўзиш, электр ҳамда магнит кучлари ва бошқалар) орқали ўзгартириш мумкин. Модданинг бир ҳолатдан иккинчи бир ҳолатга ўтишида химик таркиби ўзгармагани ҳолда физик хоссалари ўзгариши мумкин. Масалан, оддий шароитдаги газ билан сийраклашган газ бир-биридан физик хоссалари билан фарқ қилади. Физик параметрлар система ҳолатини тавсифловчи тенг кучли катталиклар ҳисобланади. Система ҳолатини тавсифловчи қайси параметрларни макропараметрлар деб қабул қилиш система турига ва ташқи таъсирга боғлиқ бўлади. Магнит майдонда турган темир бўлаги учун макропараметрлар бўлиб p,v,T дан ташқари майдон кучланганлиги ва бошқалар киради.

Бизга маълумки, термодинамик ҳолат ва статистик ҳолат каби мувозанатли термодинамик ҳолат ҳамда мувозанатли статистик ҳолат тушунчалари ишлатилади. Мувозанатли термодинамик ҳолат ҳар қандай яккаланган макроскопик системани охир-оқибат келиши мумкин бўлган ташқи таъсирсиз етарли узоқ вақт бўладиган ва бу ҳолатдан ўз-ўзидан чиқиб кета олмайдиган ҳолатдир. Мувозанатли статистик ҳолат деб, системани шундай ҳолатига айтиладики, бунда яккаланган системани тавсифловчи барча физик катталикларнинг ўртача қийматлари вақт бўйича ўзгармайди ва системада флуктуациялар мавжуд бўлади. Мувозанатли статистик ҳолатнинг муҳим хусусиятларидан бири системада флуктуацияларни намоён бўлишидир. Демак, статистик мувозанат ҳолатда система флуктуацияга эга бўлиб, бу флуктуациялар - четланишлар ҳамиша бўлиб туради. Кўпинча мувозанатли термодинамик ҳолат мувозанатли статистик ҳолатнинг флуктуациялари нолга тенг бўлган ҳолати сифатида талқин этилади.

Мувозанатли статистик ҳолатни тушуниш учун қуйидаги мисолларни кўриб ўтайлик. Умуман ҳар қандай макросистема жуда кўп зарралар, атом ва молекулалардан тузилган бўлади. Фараз қилайлик, V ҳажмли идишни фикран икки $V_1 = V_2$ қисмларга ажратайлик. Идиш ҳажми бу қисмлар ҳажмлари йиғиндисига тенг: $V = V_1 + V_2$ Идишда ҳаммаси бўлиб N та молекула бор бўлса, уни N_1 таси биринчи ҳажмда, N_2 таси иккинчи ҳажмда бўлади. Бу қисмлардаги молекулалар флуктуациялар натижасида ўзгариб турса-да, $\frac{1}{2}N$ атрофида бўлиб, ўзининг ўртача қийматига тенгдир. Бу молекулаларнинг ўзаро таъсири натижасида улар идишнинг ҳар икки қисмида тенг тақсимланишини кўрсатади.

Мувозанатли термодинамик ҳолатда ҳамма ички параметрлар ташқи параметр ва температуранинг функцияси бўлиб қолади. Бундай мувозанатли термодинамик ҳолатдаги ички параметрлар ўзгармайди деб олинади. Термодинамик мувозанат ҳолатда ҳам молекулаларнинг тартибсиз хаотик ҳаракати туфайли координат ва тезликлари ўзгариб туради ҳамда оқибатда вақт ўтиши билан ички параметрлари ҳам ўзгариб туради. Шунинг учун бу катталикларнинг ўзлари ўзгармас бўлмай вақт бўйича ўртачаси ўзгармасдир. Мувозанатли термодинамик ҳолатда бу ўртача катталиклар ўзгармас бўлиб, ички параметрлар вазифасини бажаради. Шу билан бирга мувозанат ҳолатда системани тавсифловчи макропараметрларни вақт бўйича ўртачаси ўзгармай қолади. Лекин параметрларнинг ўзи флуктуацияга эга бўлиши мумкин. Мувозанатли ҳолатнинг яна бир муҳим хусусияти ўзининг дастлабки ҳолатига боғлиқ бўлмаслигидир. Масалан, яккаланган N та молекулали газни фикран тўсиқ билан икки қисмга ажратайлик. Тўсиқ энергия алмашинишига нисбатан эркин бўлиб, фақат молекулаларнинг ўтишини таъқиқласин. Мувозанатли ҳолатга келгач тўсиқнинг олиб ташланса, унинг мувозанат ҳолати ўзгармайди. Бу дастлабки ҳолатни қандайлигига боғлиқ бўлмаслигини кўрсатади.

Масса ва зарралар сонига боғлиқ бўлган параметрлар экстенсив параметрлар, масса ҳамда зарралар сонига боғлиқ бўлмаган параметрлар эса интенсив параметрлар дейилади. Масалан, энергия, ҳажм, энтропия экстенсив параметрлар, босим, температура, зичлик интенсив параметрлар дейилади. Система ташқи муҳит билан энергия алмашинилмаса, яккаланган ёки берк система дейилади. Бу идеал тушунча бўлиб, амалда бундай система мавжуд эмас. Лекин системани бошқа жисмлар билан энергия алмашинуви ҳисобга олмаслик даражада кичик деб ҳисобланса, бундай система адиабатик яккаланган система дейилади.

2.2.2. Термодинамиканинг биринчи қонуни

Система мувозанатли термодинамик ҳолатда бўлсин. Системанинг бундай ҳолатида ҳеч қандай энергия сарфланмайди. Агар система устида иш бажарилса ёки системага бирор миқдорда иссиқлик бериш ҳамда олиш билангина унинг ҳолатини ўзгартириш мумкин. Бажарилган иш ва системага берилган ёки олинган иссиқлик миқдорининг йиғиндиси фақат системанинг дастлабки ва охирги ҳолатигагина боғлиқ бўлиб, дастлабки ҳолатдан кейинги ҳолатга қандай усул билан ўтканлигига боғлиқ бўлмайди. Бундан эса система ҳолатининг бир қийматли тавсифловчи катталик мавжудлиги ва бу катталикнинг дастлабки ва охирги ҳолатлардаги қийматларининг айирмаси учун $U_2 - U_1 = dA + dQ$ ифода ўринли эканлиги келиб чиқади.

Система ҳолатини тавсифловчи, яъни ҳолат функцияси бўлган U катталик системанинг ички энергияси дейилади. Демак, ички энергиянинг мавжудлиги ҳақидаги фикр систеаманинг бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтиш усулларига боғлиқ эмаслигига асосланада. Хулоса қилиб айтганда, система U_1 энергияли ҳолатдан U_2 энергияли ҳолатга ўтишда ҳолатнинг бир қийматли функцияси, яъни ички энергиянинг ўзгаришига фақатгина иш ёки иссиқлик сабаб бўлади. Агар ички энергия ўзгаришини (ҳолат функцияси ортирмасини) dU десак ва системани бажарган иши мусбат, система устида бажарилган иш манфий деб шартлашсак, юқоридаги тенглама

$$dQ=dU+dA \tag{1}$$

кўринишда бўлади.

Бу тенглама термодинамиканинг биринчи қонунининг математик ифодасидир. Формуладан кўринадики, системага берилган иссиқлик миқдори системани иш бажаришига ва система ички энергиясини орттиришга сарфланар экан. Бажарилган иш

$$dA = pdv \tag{2}$$

га тенг эканлигидан термодинамиканинг биринчи қонунини

$$dQ=dU+pdv \tag{3}$$

кўринишда ёзиш мумкин.

Системани V_1 ҳажмдан V_2 ҳажмгача эркин кенгайиши учун унга бирор иссиқлик миқдори берайлик. Бунда босим ўзгармаган ҳолда газ исиши мумкин бўлиб, термодинамиканинг биринчи қонунига асосан

$$Q=U_2-U_1+P(V_2-V_1)$$

бўлади. Буни эса

$$Q=U_2-U_1+PV_2-PV_1=(U_2+PV_2)-(U_1+PV_1)$$

кўринишда ёзиш мумкин бўлиб, бунда

$$J=U+PV \tag{4}$$

катталикни киритамиз. Одатда бу катталик энтальпия ёки иссиқлик функцияси дейилади. (4) ни ҳисобга олсак, юқоридаги ифода $Q=J_2-J_1$ га тенг бўлади. Бундан босим ўзгармас бўлганда системага берилган иссиқлик энтальпиянинг орттирмаси билан аниқланиши келиб чиқади. Энтальпия (иссиқлик функцияси) ҳолат функцияси бўлиб, унинг квазистатик жараёнда ўзгармас босимдаги орттирмаси системанинг олган иссиқлик миқдори Q ни беради. Ҳақиқатан ҳам ўзгармас босимда $dQ=dU+pdV=dJ$ бўлади. Шунинг учун система энтальпияси исиқлик функцияси деб айтилади. Худди шундай ўзгармас ҳажмда системага берилган иссиқлик унинг ички энергия орттирмаси билан аниқланиши ҳам термодинамиканинг биринчи қонунидан келиб чиқади.

(1) тенгламадаги dQ ва dA чексиз кичик катталиклар бўлиб, улар умумий ҳолда бирор функциянинг орттирмаси эмаслигини қайд қилиб ўтамиз. Бошқача айтганда, dQ ва dA катталиклар тўлиқ дифференциал бўла олмаслиги сабабли уларни чексиз кичик dQ ва dA катталиклар деб қарамоқ керак. Иш ва иссиқлик миқдори ички энергия каби ҳолат функцияси эмас. Бу системани бажарган иши ва системага берилган иссиқлик миқдори системани бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга қандай йўл билан ўтганлигига боғлиқ бўлишидан келиб чиқади. Акс ҳолда йўлга боғлиқ бўлмаса ҳолат функцияси бўлиб, яъни улар учун ҳам $\int_1^2 dQ=Q_2-Q_1$ ва $\int_1^2 dA=A_2-A_1$ ўринли бўлиши керак эди.

Энди Q = Q(T,P) деб фараз қилайлик. Уни тўлиқ дифференциали

$$dQ=\left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_P dT+\left(\frac{\partial Q}{\partial P}\right)_T dP \tag{5}$$

иккинчи томондан(4) га асосан

$$dQ=dU+PdV=dJ-VdP \tag{6}$$

ни ҳосил қиламиз, J=J(T,P) деб

$$dJ = \left(\frac{\partial J}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial J}{\partial P}\right)_T dp$$

ни (6)га қўямиз ва қуйидаги ифода ҳосил бўлади:

$$dQ = \left(\frac{\partial J}{\partial T}\right)_p dT + \left[\left(\frac{\partial J}{\partial p}\right)_T - V\right] dp \qquad (7)$$

(5) ва (7) ни таққослаб,

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial J}{\partial T}\right)_p, \quad \left[\left(\frac{\partial J}{\partial p}\right)_T - V\right] = \left(\frac{\partial Q}{\partial P}\right)_T$$

ларни олиш мумкин.

Буларни биринчисини p бўйича, иккинчисини T бўйича дифференциаллаб

$$\left(\frac{\partial^2 Q}{\partial T\, \partial P}\right)_p = \left(\frac{\partial^2 J}{\partial T\, \partial P}\right)_p, \quad \frac{\partial}{\partial T}\left[\left(\frac{\partial J}{\partial P}\right)_T - V\right] = \left(\frac{\partial^2 Q}{\partial p\, \partial T}\right)_T$$

лар ҳосил қилинади. Коши теоремасига асосан

$$\left(\frac{\partial^2 J}{\partial T\, \partial P}\right)_p = \frac{\partial}{\partial T}\left[\left(\frac{\partial J}{\partial P}\right)_T - V\right]$$

ёки

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P = 0$$

келиб чиқади. Бундан ўзгармас босимда температуранинг ўзгариши билан ҳажм ўзгармайди, яъни жисмлар иссиқликдан кенгайиши мумкин эмас деган хулоса келиб чиқади. Бу эса тажрибага зид бўлиб, иссиқлик миқдорини ҳолат функцияси деб олиш мумкин эмаслигини кўрсатади. Бошқача айтганда, dQ ни тўлиқ дифференциал деб олиш мумкин эмас экан.

Энергия, иш ва иссиқлик бир хил ўлчамликка эга бўлган катталиклардир. Шунинг учун формулага кирувчи ҳамма катталиклар бир хил бирликларда ифодаланиши керак. Агар иссиқлик миқдори ва ички энергия иссиқлик бирликларида, иш эса механик бирликларда ўлчанса, уларни коэффициент орқали ифодалаш керак бўлади.

Иссиқлик бирлиги сифатида олинган ва ҳозирда ҳам қўлланиладиган махсус бирлик калория ишлатилади. У Халқаро бирликлардан ташқари бирлик сифатида 1 кал=4,18 Ж га тенгдир. Халқаро бирликларда иш, энергия ва иссиқлик бир хил бирликларда жоулларда ўлчанади.

Термодинамиканинг биринчи қонунини бир неча бир-бирига тенг кучли таърифлари мавжуд:

а) Биринчи тур перпетуум мобиле қуриш мумкин эмас. Биринчи тур перпетуум мобиле ташқаридан энергия олмай ишлайдиган машинадир. Табиатдаги айланма, такрорланиб турувчи жараёнларда система ички энергияси ўзгармайди, яъни $\Delta U = 0$ бўлади. Бундай жараёнлар учун термодинамиканинг биринчи қонуни $dQ = dA$ га тенг. Бундан система фақат ташқаридан олган иссиқлик миқдори ҳисобигагина иш бажаради деган хулоса келиб чиқади. Шунинг учун ташқаридан энергия олмай иш бажарадиган машина қуриш мумкин эмас эканлиги термодинамиканинг биринчи қонунини мазмунини ташкил этади.

б) Ички энергия системанинг бир қийматли функциясидир. Системанинг биргина ҳолатига U_1 ва U_2 энергиялар мос келсин. У ҳолда системадан $\Delta U=U_2-U_1$ энергия олинса, система ҳолати ўзгармайди. Система ташқарига энергия бериш билан ҳолати ўзгармас экан энергия манбаига эга бўлиши керак. Бунинг эса бўлиши мумкин эмас. Демак, бир ҳолатга икки хил энергия мос келиши мумкин эмас. Ҳар бир ҳолатга системанинг аниқ бир энергия қиймати мос келади. Шундай экан ички энергия системасининг ҳолат функциясидир.

в) Ҳаракатнинг ихтиёрий шакли бир шаклдан иккинчисига айланиши мумкин.

г) Энергияни ҳосил қилиш ёки йўқотиш мумкин эмас. У фақат бир турдан иккинчи турга айланиши мумкин.

д) Энергиянинг бир жисмдан иккинчи бир жисмга узатишнинг ягона шакли иш ва иссиқликдир.

2.2.3. Иссиқлик сиғим

Газнинг ички энергияси молекулаларни эластик шар ва уларнинг ўзаро таъсир энергияси нолга тенг деб ҳисобланса, газ молекулаларининг кинетик энергияси Е га тенг бўлади:

$$U = E = \frac{i}{2} NkT = \frac{i}{2} RT.$$

Жоуль тажрибага асосланиб, газлар ички энергияси факат температурага боғлик U=f(T) бўлишини аниклади.

Иссиклик сиғим деб, жисмнинг температурасини бир Кельвинга ўзгартириш учун керак бўлган иссиклик микдори билан ўлчанадиган катталикка айтилади. Агар жисмга dQ иссиклик берилганда унинг температураси dT га ўзгарса, таърифга асосан жисмнинг иссиклик сиғими

$$C = \frac{dQ}{dT} \tag{1}$$

бўлади. Жисмнинг массаси бир бирликка тенг бўлгандаги иссиклик сиғими солиштирма иссиклик сиғим дейилади. Бир моль модданинг иссиклик сиғими моляр иссиклик сиғим дейилади. Солиштирма иссиклик сигим бирлиги Ж/К кг да ўлчанади. Бундан кўринадики, моляр исссиклик сиғим бирлиги Ж/(К.моль)дир. Бир киломоль модданинг иссиклик сиғими унинг солиштирма иссиклик сиғими билан C=μc муносабат оркали ифодаланади. Бунда c- солиштирма иссиклик сигим, μ- моляр оғирлик. Жисмнинг иссиклик сиғими холат функцияси эмас. Турли хил жараёнларда иссиклик сиғим хар хил бўлади. Масалан, изотермик жараёнларда формуладан dT=0, dQ≠0 бўлгани учун C→±∞ га тенг бўлади. Адиабатик жараёнларда эса dQ=0 бўлгани учун C→0 га тенгдир. Жисмларни ўзгармас хажмда (изохорик жараёнлардаги) ва ўзгармас босимдаги (изобарик жараёнлардаги) иссиклик сиғимлари алохида ахамиятга эга. Айтайлик, ички энергия хажм ва температуранинг функцияси бўлсин, яъни

$$U=U(T,V) \tag{2}$$

(2) ни тўлик дифференциали

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T dV \tag{3}$$

бўлади. Буни термодинамиканинг биринчи конунига кўйиб куйидагини ёзамиз:

$$dQ = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T dV + PdV \qquad (4)$$

тенгликни dT га бўлиб

$$\frac{dQ}{dT} = \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T \frac{dV}{dT} + \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V + p\left(\frac{dV}{dT}\right) = C \qquad (5)$$

ни ҳосил қиламиз. Бунда С-системанинг иссиқлик сиғими дейилади. Фараз қилайлик, жараён ўзгармас ҳажмда юз берсин. У ҳолда (5) дан

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V = C_V \qquad (6)$$

системанинг ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғими дейилади.

Жараён энди ўзгармас босимда юз берсин.(5) дан

$$\left(\frac{dQ}{dT}\right)_p = \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + P\right]\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p + \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V = C_p \qquad (7)$$

(7) ифода системанинг ўзгармас босимдаги иссиқлик сиғими дейилади.

(7) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\left[\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + P\right]\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p = C_p - C_V \qquad (8)$$

Идеал газлар учун Жоуль қонунига асосан, ўзгармас температурада ички энергия ҳажмига боғлиқ эмас, яъни

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = 0 \qquad (9)$$

эканлигидан (8)ни

$$C_p - C_V = P\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p \qquad (10)$$

кўринишда ёзиш мумкин. Идеал газ ҳолат тенгламасидан босим ўзгармас бўлганда pdv=RdT ёки $\left(\frac{dV}{dT}\right)_p = \frac{R}{P}$ ифодани (10)га қўйинб

$$C_p - C_v = R \qquad (11)$$

тенгламани ҳосил қиламиз.

(11) идеал газлар учун Майер тенгламаси дейилади. R - газ универсал доимийлиги. Бир киломоль идеал газнинг ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғими ички энергиянинг температура бўйича дифференциалига тенгдир.Яъни U ни температура бўйича дифференцияллаб

$$C_v = \frac{i}{2}R \tag{12}$$

ни ҳосил қиламиз. Буни ҳисобга олсак, идеал газ ички энергияси

$$U=C_vT \tag{13}$$

га тенг бўлади.

Иссиқлик сиғим мавзуини статистик тушунчалар асосида кўриб ўтайлик. Системага мос ички энергия 2.1.9 даги (17) га асосан

$$U = \frac{\nu p v}{N} \tag{14}$$

формула билан аниқланади. Бунда p-босим, v-ҳажм, N-зарралар сони, i=2ν эркинлик даражалар сони. Бу формула ёрдамида C_p,C_v,C_p-C_v ва C_p/C_v учун маълум муносабатларнинг янгича ифодаларини ҳосил қиламиз. (1) дан ν ни ўзгармас қийматида

$$dU = \frac{\nu}{N}pdV + \frac{\nu}{N}Vdp$$

(15)

деб ёзамиз. Термодинамиканинг биринчи қонуни

$$dQ=dU+pdv$$

ифодасига(15) ни қўйиб, куйидагини ҳосил қиламиз:

$$dQ = \frac{\nu}{N}Vdp + \left(\frac{\nu p}{N} + P\right)dV \tag{16}$$

(16) дан p=const ва v=const бўлганда

$$C_p = \left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\nu p}{N} + P\right)\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p \tag{17}$$

$$C_v = \left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_v = \frac{\nu}{N}V\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \tag{18}$$

ларни ҳосил қилиш мумкин. (17) ва (18) лар ўзгармас босимдаги ва ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғим ифодаларидир.

Бизга маълумки,

$$\alpha = \frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p \qquad (19)$$

ўзгармас босимда температуранинг бир бирликка ўзгартирилгандаги ҳажмнинг нисбий ўзгариши - ҳажм кенгайишининг термик коэффиценти дейилади.

$$\beta_v = \frac{1}{p}\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v \qquad (20)$$

ўзгармас ҳажмда температурани бир-бирликка орттирилганда босимнинг нисбий ўзгариши - босимнинг термик коэффиценти дейилади.

$$\gamma_T = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T \qquad (21)$$

ўзгармас температурада (изотермик сиқилишда) босим бир-бирликка ўзгартирилганда, ҳажмнинг нисбий ўзгариши сиқилишнинг изотермик коэффиценти дейилади.

$$J=U+pv \qquad (22)$$

система энталпияси. Буларни ҳисобга олиб, ўзгармас босимдаги иссиқлик сиғимни қуйидагича ёзиш мумкин.

$$C_p = \left(\frac{vP}{N}+P\right)\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{U}{V}+P\right)\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p = (U+PV)\frac{1}{V}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$$

ёки

$$C_p=J\alpha \qquad (23)$$

Худди шундай ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғимини топамиз:

$$C_v = \frac{vV}{N}\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v = \frac{vV}{N}\frac{P}{P}\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v = U\frac{1}{P}\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v$$

ёки

$$C_v=U\beta_v \qquad (24)$$

Ўзгармас босимдаги ва ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғимлар айирмаси учун

$$C_p-C_v=J\alpha-U\beta_v=U(\alpha-\beta_v)+PV\alpha \qquad (25)$$

ифодани ҳосил қилиш мумкин.

$$\alpha = P\beta_V\gamma_T \qquad (26)$$

эканлигидан (25) ни куйидагича ёза оламиз:

$$C_p - C_v = U\alpha\left(1 - \frac{1}{P\gamma_T}\right) + \frac{\alpha^2}{\beta_T\gamma_T}V \qquad (27)$$

Бу формуладан $P\gamma_T = I$, $\beta = \frac{1}{T}$ бўлганда, одатдаги

$$C_p - C_V = \frac{\alpha^2 V}{\gamma_T}T \qquad (28)$$

формула келиб чикади.

Агар ички энергия эркинлик даражалар сонига боғлиқ эканлигини ҳисобга олсак, (14)дан

$$dU = \frac{\nu}{N}VdP + \frac{\nu}{N}pdV + \frac{pV}{N}d\nu \qquad (29)$$

ни ҳосил қиламиз. Энди термодинамиканинг биринчи қонунининг

$$dQ = dU + PdV - \mu d\nu$$

кўринишидан фойдаланиб,(29) ни бунга қўямиз

$$dQ = \frac{\nu}{N}VdP + \frac{\nu}{N}PdV + \frac{VP}{N}d\nu + Pd\nu - \mu d\nu$$

ва

$$dQ = \frac{\nu}{N}VdP + \left(\frac{\nu}{N}P + P\right)dV + \left(\frac{VP}{N} - \mu\right)d\nu$$

шаклда қайта ёзамиз. Бу ифодадан ўзгармас босимдаги иссиқлик сиғим учун

$$C_p = J\alpha + (U - \nu\mu)\left(\frac{dV}{dT}\right)_p \qquad (30)$$

ни ҳосил қилиш мумкин. (29)ва(30) дан фойдаланиб, ўзгармас босимдаги ва ўзгармас ҳажмдаги сиғимлар айирмаси нимага тенглигини аниқлаш мумкин:

$$C_p - C_v = J\alpha + (U - \nu\mu)\left[\left(\frac{dV}{dT}\right)_p + \left(\frac{d\nu}{dT}\right)_v U\beta_v\right] \qquad (31)$$

Иссиқлик сиғимлар нисбати учун эса

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{J\alpha}{\iota\beta_v} = \left(1 + \frac{N}{\nu}\right)\frac{\alpha}{\beta} = \left(1 + \frac{N}{i/2}\right)\frac{\alpha}{\beta_v} = \left(1 + \frac{2N}{i}\right)\frac{\alpha}{\beta_v}$$

Агар $i=Ni_0$ десак, бунда i_0 битта молекуланинг эркинлик даражалар сони, У ҳолда охирги ифода

$$\gamma = \left(1 + \frac{2N}{Ni_0}\right)\frac{\alpha}{\beta_v} = \left(1 + \frac{2}{i_0}\right)\frac{\alpha}{\beta_v}$$

ёки

$$\gamma = \left(\frac{i_0 + 2}{i_0}\right)\frac{\alpha}{\beta_v} \qquad (32)$$

кўринишга келади. Бунда ҳам хусусий ҳолда идеал газ учун $\alpha = \beta = \frac{1}{T}$ га тенг бўлса, одатдаги ифодаларнинг ўзи бўлиб қолади. Шунинг учун ҳам (23), (24) ва (27), (32) одатдаги ифодага қараганда умумий маънога эга. Чунки, бунда ўзаро таъсирни тавсифловчи системага мос ҳажм кенгайиш коэффициенти, босимнинг термик коэффициенти ва сиқилишнинг изотермик коэффициентлари ҳисобга олинган.

2.2.4. Термодинамик жараёнлар

Маълумки, ташқи муҳит билан ҳамда ўзаро таъсирга эга бўлган моддий жисмлар тўилами термодинамик система дейилади. Бундай система ҳолатининг ҳар қандай ўзгариши термодинамик жараён дейилади. Системада бирор жараён юз берар экан, система ҳолатини тавсифловчи макроскопик параметрлар доимо ўзгариб туради. Системада бирор параметр ўзгармасдан юз берувчи жараёнларга изожараёнлар дейилади. Одатда бундай жараёнлар энг содда термодинамик жараёнлар ҳисобланади.

Бирор газнинг босими, температураси ва ҳажми берилган бўлса, унинг ҳолати тўлиқ аниқланган бўлади. Бу параметрлар орасидаги

$$f(P, V, T)=0 \qquad (1)$$

боғланиш ҳолат тенгламаси деб таърифлаган эдик. Баъзан бирор параметрга нисбатан, масалан, босимга нисбатан тенглама ечилган бўлса, ҳолат тенгламаси

$$P = f(V,T) \tag{2}$$

кўринишда бўлади. Бизга маълумки,

$$C - C_v = \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + P\right]\frac{dV}{dT}$$

ёки

$$(C - C_v)dT = \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + P\right]dV$$

ни ҳосил қиламиз. Буни 2.2.3 даги (8) формула билан таққослаб,

$$(C_p - C_v)dT = \frac{C_p - C_v}{\left(dV/dT\right)_p}dV$$

ёки

$$dT = \frac{C_p - C}{C - C_v}\left(\frac{dT}{dV}\right)_p dV$$

ни ҳосил қилиш мумкин. Бундан эса

$$dT + \frac{C_p - C_v}{C_v - C}\left(\frac{dT}{dV}\right)_p dV = 0$$

бўлади. Фараз қилайлик, T=T(P,V) температура босим ва ҳажм функцияси бўлсин:

$$dT = \left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_p dV + \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_v dP$$

Бу ифодани (3) га қўйсак,

$$\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_v dP + \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_p dV + \frac{C_p - C_v}{C_v - C}\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_p dV = 0$$

ни ҳосил қиламиз. Буни бир оз соддалаштириб,

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_V dP + \frac{C_p - C}{C_V - C}\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_p dV = 0 \tag{4}$$

тенгламани оламиз.

Идеал газлар учун бу тенгламани текширайлик. Идеал газ ҳолат тенгламаси PV=RT дан $\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_v = \frac{V}{R}$ ва $\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_p = \frac{P}{R}$ ларни топиб (4) га қўямиз:

$$\frac{V}{R}dp + \frac{C_p - C}{C_v - C}\frac{p}{R}dV = 0$$

бу тенгламани p,v ларга бўлиб,

$$\frac{dp}{P} + \frac{C_p - C}{C_v - C}\frac{dv}{V} = 0$$

ни ҳосил қиламиз.

$$\frac{C_p - C}{C_v - C} = n \qquad (5)$$

билан белгилаб, юқоридаги тенгликни интеграллаб

$$\ell np + n\ell nV = \ell nc$$

тарзида ёза оламиз. Ёки бу ифодани

$$pV^n = Const \qquad (6)$$

кўринишга келтирамиз. (6) тенгламани қаноатлантирувчи термодинамик жараёнлар политропик жараён дейилади. (5) ифода политропа кўрсатгичи дейилади. (6) тенгламадан қуйидагиларни ҳосил қилиш мумкин:

а) (6) тенгламани $1/n$ даражага кўтариб, $p^{1/n}V = const$ ни ҳосил қиламиз. $n \to \infty$ да V=const , яъни ҳажм ўзгармас эканлиги келиб чиқади. Ўзгармас ҳажмда юз берувчи жараёнлар изохорик жараёнлар дейилади.

б) (6) дан n= 0, бўлганда p=const , яъни босим ўзгармас бўлиб, ўзгармас босимда рўй берувчи жараёнлар изобарик жараёнлар дейилади.

в) (6) дан n=1 бўлганда, pV=c бўлади. Яъни идеал газлар учун pV=RT=Const. Бундан температура ўзгармас эканлиги келиб чиқади. Температура ўзгармасдан юз берувчи жараёнлар изотермик жараёнлар дейилади.

г) (6) дан $n=\gamma=C_p/C_v$ га тенг бўлса, $pV^{\gamma}=Const$ ҳосил бўлади. Юқоридагилардан бизга маълум бўлган қуйидаги натижалар келиб чиқади: Ўзгармас ҳажмдаги идеал газларда юз берувчи изохорик жараёнлар учун Шарль қонуни бажарилади. Бу қонунга асосан ўзгармас ҳажмда босим температурани функциясидир, яъни

$$p = p_0(1 + \alpha t) \tag{7}$$

Ўзгармас босимдаги идеал газлар учун Гей-Люссак қонунига асосан

$$V = V_0(1 + \alpha t) \tag{8}$$

га тенг. Ўзгармас температурада Бойл-Мариотт қонунига асосан

$$pV = const\,, \tag{9}$$

яъни ўзгармас температурада босимни ҳажмга кўпайтмаси ўзгармас катталик. Адиабатик жараёнларда

$$pv^{\gamma} = const \tag{10}$$

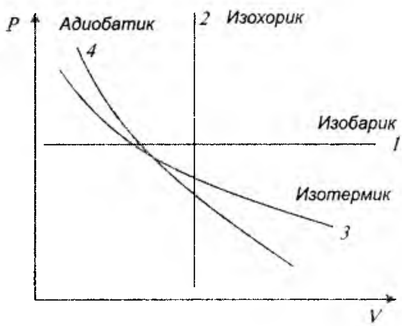
бўлиб, бу ифода Пуассон тенгламаси дейилади.

Изобарик жараён p,v диаграммасида ҳажм ўқига параллел тўғри чизиқ шаклида ифодаланади (2.2.4-1- расм). Бундай эгри чизиқ изобара дейилади. Изобарик жараёнларда бажарилган иш p=const бўлгани учун

$$A = \int_1^2 p\,dv = p(v_2 - v_1) \tag{11}$$

бўлади. Термодинамиканинг биринчи қонуни изобарик жараёнлар учун қуйидагича ифодаланади:

$$dQ = dU + p(v_2 - v_1) \tag{12}$$



2.2.4-1- расм.

Изобарик жараёнларда иссиқлик сиғим чекли қийматга эга. Лекин температура ўзгариши билан унинг қиймати ҳам ўзгаради.

Чизмада изохорик жараён босим ўқига параллел тўғри чизиқ шаклида ифодаланади (2.2.4-1-расм). Бундай эгри чизиқ изохора дейилади. Изохорик жараёнда бажарилган иш нолга тенг, яъни

$$A = \int_1^2 pdV = 0$$

Термодинамиканинг биринчи конуни изохорик жараёнлар учун куйидагича бўлади:

$$dQ = dU \tag{13}$$

Изохорик жараёнларда тенгламадан кўринадики, системага берилган иссиқлик система ички энергиясини ортишига сарфланади. Изохорик жараёнларда ҳам иссиқлик сиғими чекли қийматга эга.

Изотермик жараёнлар чизмада гипербола шаклида бўлади (2.2.4-1-расм). Бундай эгри чизиқ изотерма дейилади. T=const бўлгани учун dT=0, яъни $dU=C_V dT$ га асосан dU=0, у ҳолда изотермик жараёнлар учун термодинамиканинг биринчи қонуни

$$dQ = pdv \tag{14}$$

га тенг бўлади.

(14) дан кўринадики, изотермик жараёнларда системага берилган иссиқлик, системани иш бажаришига сарфланар экан. Изотермик жараёнда бажарилган иш

$$A = \int_1^2 pdV = \int \frac{RT}{V} dV = RT \ln \frac{V_2}{V_1} \tag{15}$$

Изотермик жараёнларда система иссиқлик сиғими $C = \pm\infty$ га тенг бўлади. Адиабатик жараёнлар ҳам чизмада изотермага нисбатан тикроқ эгри чизиқ билан тасвирланади (2.2.4-1-расм). Одатда бундай эгри чизиқ адиабата дейилади. Адиабатик жараёнлар учун термодинамиканинг биринчи қонуни dQ = 0 бўлгани учун

$$dU = -dA \tag{16}$$

бўлади. Тенгламадан кўринадики, адиабатик жараёнларда системани бажарган иши унинг ички энергияси ҳисобига содир бўлар экан. Адиабатик жараёнда бажарилган иш

$$A = -\int_{T_1}^{T_2} C_V dT = -C_V (T_2 - T_1) = C_V (T_1 - T_2) \tag{17}$$

Бунда $T_2 > T_1$, яъни адиабатик кенгайишда идеал газ температураси пасаяди, чунки иш ички энергия ҳисобига бажарилади.

2.2.5. Термодииамикаиинг иккинчи қонуни

Термодинамиканинг биринчи қонуни системадаги турли хил энергияларнинг ўзаро тенг кучлигини – улар ўртасидаги боғланишни кўрсатиб беради. Мазмунига кўра бу қонун энергиянинг сақланиш ва айланиш қонунидир. Бу қонунни куйидаги мисолларда текширайлик.

а) Температуралари T_a ва T_B бўлган иккита жисм (система) берилган бўлсин. Фараз қилайлик, $T_a > T_B$ бўлсин. Агар жисмлар ўзаро бирлаштирилса (туташтирилса), иссиқлик ўз-ўзидан юқори температурали жисмдан паст температурали жисмга ўта бошлайди.

б) Бирор жисмни маълум баландликдан ташласак, унинг потенциал энергияси кинетик энергияга айланади. Жисм Ерга келиб урилгач, унинг кинетик энергияси деформациялашга, товуш энергисига, бир қисми ишқаланиш натижасида иссиқликка ва бошқаларга айланади. Бу мисолда ҳам жараён ўз-ўзидан маълум йўналишда юз беради. Мисоллардан кўринадики, жараён фақат биргина аниқ йўналиш бўйича ва ўз-ўзидан, ташқи таъсирсиз юз беради. Термодинамиканинг биринчи қонуни жараёнларнинг боришини инкор этмайди. Ҳақиқатдан ҳам, масалан, иссиқликнинг иссиқ жисмдан совуқ жисмга ўтишига тескари бўлган жараёи иссиқликни совуқ жисмдан иссиқ жисмга ўтишини рад этмайди. Худди шундай ерга келиб урилган маълум кинетик энергияли жисм ўз-ўзидан бошланғич ҳолатига, маълум бир потенциал энергияга эга бўлган ҳолатга чиқиши тажрибада кузатилган эмас. Лекин нима учун бу ҳодиса юз бермаслигини тушунтира олмайди. Термодинамиканинг биринчи қонуни учун муҳимлиги энергиянинг микдорий сақланишидир. Табиатда юқоридагидек жуда кўп мисолларни келтириш мумкин, бу мисолларда жараёнларнинг бориши аниқ бир йўналишга эга. Хулоса қилиб шуни айтиш мумкинки, табиатдаги жараёнларни бориши аниқ бир йўналишга эга ва бу жараёнлар ўз-ўзидан юз беради. Термодинамиканинг иккинчи қонуни жараёнларнинг бориши ва йўналишини аниқлайди. Демак, термодинамиканинг биринчи қонуни энергиянинг сақланиши ва айлаиши, иккинчи қонун эса бу жараёнларнинг қайси йўналишда юз бериши мумкинлигини аниқлайди. Термодинамиканинг иккинчи қонунини бир-бирига эквивалент бўлган турлича таърифлари мавжуд.

1. С. Карно: иссиқлик машинасининг ФИК ишчи модданинг турига боғлиқ бўлмасдан иситгич ва совутгич температуралари фарқига боғлиқ.

2. Клаузиус: иссиқлик ўз-ўзидан совуқ жисмдан иссиқ жисмга ўтмайди.

Клаузиус: яккаланган системанинг энтропияси максимумга интилади.

3. Томсон: иссиқликни ишга айлантириш учун жисмни совутишни ўзи кифоя эмас.

4. Оствальд: иккинчи тур перпетуум мобиле қуриш мумкин эмас.

5. Больцман: табиат эҳтимоли кам ҳолатдан эҳтимоли кўп бўлган ҳолатга ўтишга интилади.

6. Планк: юкни кўтариш ва иссиқлик резервуари совуши ҳисобига даврий ишловчи машина қуриш мумкин эмас.

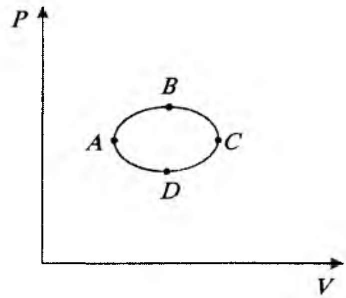
Планк: бирдан-бир натижаси иссиқликни бутунлай ишга айлантирувчи жараённи амалга ошириб бўлмайди.

Иккинчи тур перпетуум мобиле шундай машинаки, у бирор жисмдан иссиқлик олиб уни бутунлай ишга айлантириб юборади. Бундан иккинчи тур перпетуум мобиле қуриш мумкин эмаслиги бирдан бир натижаси иссиқликни ишга айлантиришдан иборат бўлган жараённи амалга ошириб бўлмаслиги ҳақидаги таърифга тенг кучлиги кўринади.

Фараз қилайлик, икки жисм бир-бири билан ишқалансин. Бунда механик энергия иш бажаради ва бу иш иссиқликка айланади. Бу жараён термодинамиканинг иккинчи қонунига асосан қайтмасдир, яъни иссиқлик тўлалигича (бутунлай) ишга айланиши мумкин эмас. Бошқача айтганда, иссиқликни ишга айлантирувчи машиналарини ФИК бирдан кичик бўлади.

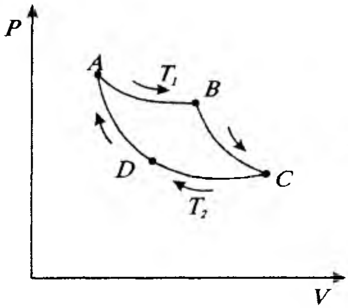
Қайтар ва қайтмас жараёнлар. Яккаланган системада бирор жараён давомида система А ҳолатдан В ҳолатга ўтаётган бўлсин. Бунда икки ҳолни кузатиш мумкин. Биринчисида, система ташқи муҳитда ҳеч қандай ўзгариш юз бермасдан дастлабки ҳолатига ўтиши мумкин. Иккинчисида системанинг дастлабки ҳолатига ўтишда албатта ташқи муҳитда бирор ўзгариш юз беради. Биринчисида жараён қайтар, иккинчисида эса қайтмас жараён дейилади. Қайтар ва қайтмас жараёнлар факат яккаланган системалар учун ўринлидир. Умуман олганда табиатдаги ҳамма жараёнлар қайтувчан ва қайтмас жараёнлардан иборат. Қайтмас жараёнларда системанинг бошланғич ва охирги ҳолатларида бу ҳолатларнинг ифодаловчи парамерлар турли хил қийматга эга бўлади. Жараён бошида ва охирида система ҳолати ўзгармайдиган жараёнлар қайтувчан ёки цикллар дейилади.

Чизмада цикл ёпиқ эгри чизиқ билан тасвирланади, яъни ABCD ёпиқ эгри чизиқ қайтар жараён - циклни ифодалайди (2.2.5-1-расм). Қайтмас жараёнларга мисол қилиб ишқаланиш, газнинг бўшлиқда кенгайиши, иссиқликни иссиқ жисмдан совуқ жисмга ўтиши, диффузия ва бошқаларни келтириш мумкин. Системани мувозанат ҳолатга келиши ҳам қайтмас жараёндир. Чунки система бу ҳолатдан ўз-ўзидан ташқи таъсирсиз чиқиб кета олмайди. Агар система жараён давомида узлуксиз қатор мувозанатли ҳолатлардан ўтса, бундай жараён мувозанатли жараён дейилади. Жараён мувозанатли бўлишлиги учун ниҳоят даражада секин, чексиз кўп элементар босқичлардан ўтиши керак. Одатда чексиз секин ўтувчи, мувозанат вазиятидан чексиз кичик фарқ қилувчи ҳолатлар кетма кетлигидан иборат бўлган жараён квазистатистик жараён дейилади. Квазистатистик жараён мувозанатли қайтувчи жараёндир. Одатда қайтар ва қайтмас жараёнлар тушунчаси яккаланган системалар учун мувозанатли ва мувозанатсиз жараёнлар тушунчаси яккаланмаган системалар учун қўлланилади.



2.2.5-1-расм.

Бизга маълумки, табиатда цикллар кўп учрайди. Иккита изотерма ва иккита адиабатдан иборат бўлган циклни кўриб ўтайлик. Циклни амалга ошириш учун эса иситгич, совутгич,



2.2.5-2-расм.

ишчи жисм берилиши етарли бўлади. Ишчи жисм сифатида цилиндрга тўлдирилган идеал газ олайлик. Цилиндр ён деворлари ва поршень иссиқлик ўтказмасин. Цилиндр таги жуда яхши иссиқлик ўтказувчан бўлсин, деб фараз қилайлик. Цилиндрни иситгич устига қўйсак, газ иситгичдан Q_1 иссиқлик миқдори олиб, изотермик равишда кенгаяди (2.2.5-2-расм). Бунда система А ҳолатда p_1,V_1,T_1 катталикларга тенг бўлса, p_2,V_2,T_2 катталиклар билан аниқланувчи В ҳолатга ўтади. Цилиндрни иситгичдан олиб, иссиқлик ўтказмайдиган тагликка қўйайлик. Бунда газ ички энергия ҳисобига адиабатик кенгайиб температураси пасаяди. Система В ҳолатдан p_3,V_3,T_3 катталиклар билан ифодаланувчи С ҳолатга ўтади. Энди цилиндрни совутгич устига қўямиз. Ташқи куч ҳисобига газ изотермик қисилади ва совитгичга Q_2 иссиқлик миқдорини беради. Система p_4,V_4,T_2 параметрли ҳолатга ўтади. Яна цилиндрни совитгичдан олиб, иссиқлик ўтказмайдиган тагликка қўямиз ва бунда газни адиабатик қисилиши натижасида система дастлабки p_1 ,V_1 ,T_1 параметрли А ҳолатга келади.

Иккита изотерма ва иккита адиабатадан иборат бўлган ҳамда дастлабки ҳолатига қайтувчи бундай цикл Карно цикли дейилади. Карно циклида бажарилган ишларни ҳисоблайлик. А ҳолатдан В ҳолатга изотермик кенгайишда бажарилган иш

$$A_1 = \int_{V_1}^{V_2} pdV = \int_{V_1}^{V_2} \frac{RT_1}{V} dV = RT_1 \ \ell n \frac{V_2}{V_1}.$$

В ҳолатдан С ҳолатга адиабатик ўтишда (биринчи қонунга асосан) бажарилган иш

$$A_2 = \Delta U = C_V dT = C_V \left(T_2 - T_1\right)$$

ВС ва DA адиабатик жараёнлар учун Пуассон тенгламасига асосан

$$p_2 v_2^{\gamma} = p_3 v_3^{\gamma},\ p_1 v_1^{\gamma} = p_4 v_4^{\gamma}$$

адиабатик тенгламаларни ёза оламиз. Уларни нисбати

$$\frac{p_2 v_2^{\gamma}}{p_1 v_1^{\gamma}} = \frac{p_3 v_3^{\gamma}}{p_1 v_1^{\gamma}}$$

ёки

$$\frac{p_2 v_2 v_2^{\gamma-1}}{p_1 v_1 v_1^{\gamma-1}} = \frac{p_3 v_3 v^{\gamma-1}}{p_4 v_4 v_1^{\gamma-1}}$$

AD ва CD изотермик жараёнлар учун

$$p_1 v_1 = p_2 v_2,\ p_3 v_3 = p_4 v_4$$

Бойль-Мариот қонунини ёзамиз. Булардан фойдаланиб, юқоридаги тенгламани шундай ёзамиз:

$$\left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{V_3}{V_4}\right)^{\gamma-1}$$

ёки

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}$$

бўлади.

C ҳолатдан D ҳолатга изотермик ўтишда бажарилган иш

$$A_3 = RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}$$

D ҳолатдан A ҳолатга адиабатик ўтишда бажарилган иш

$$A_4 = -C_1 \left(T_1 - T_2\right)$$

Умумий бажарилган иш

$$A = A_1 + A_2 + A_3 + A_4$$

ёки

$$A = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}$$

$V_2 / V_1 = \frac{V_3}{V_4}$ эканлигидан иш ифодасини қуйидагича кўринишда ёзамиз:

$$A = R(T_1 - T_2) \ln \frac{V_2}{V_1}$$

Агар иситгичдан олган иссиқлик Q_1, совитгичга берилган иссиқлик Q_2 га тенг десак, Q_1-Q_2 га тенг қисмгина фойдали ишга айланган, яъни умумий бажарилган иш Q_1- Q_2 ҳисобига содир бўлади:

$$Q_1 - Q_2 = R(T_1 - T_2) \ln \frac{V_2}{V_1}$$

Циклнинг ФИК деб,

$$\eta = \frac{A}{Q_1}$$

катталикка, яъни иссиқликнинг фойдали ишга айланган қисмини иситгичдан олинган иссиқликка нисбати билан ўлчанадиган катталикка айтилади:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \tag{1}$$

Циклнинг ФИК ҳамма вақт бирдан кичик бўлади ёки Карно цикли учун эса

$$\eta_k = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{A}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \tag{2}$$

эканлигини топамиз.

Идеал газ билан ишлайдиган циклни ФИК ҳамма вақт бирдан кичик ва иситгич ҳамда совитгич температураларигагина боғлиқ. Карно циклини текшириш асосида иккита муҳим теорема келиб чиқади:

1. Ҳар қандай реал иссиқлик машинанинг ФИК Карно цикли билан ишлайдиган машинанинг ФИК дан катта бўлиши мумкин эмас.

2. Бир хил термостатлар билан ишловчи қайтувчан машиналарнинг ФИК бир-бирига тенг.

2.2.6. Энтропия

Энтропия физикада асосий ва мураккаб тушунчалардан ҳисобланиб, унга термодинамик нуқтаи назардан (Каратеодори, Клаузиус) ҳам статистик нуқтаи назардан (Больцман, Гиббс) таъриф бериш мумкин.

Энтропиянинг термодинамик таърифи: Энтропия ҳолат функцияси. Қайтувчан жараёнларда унинг ўзгариши чексиз кичик иссиқлик миқдорини берилган температурага нисбатига, яъни қайтувчан жараёнларда энтропия S ни ўзгариши

$$dS = \frac{dQ}{T}, \qquad (1)$$

қайтмас жараёнларда эса

$$dS > \frac{dQ}{T} \qquad (2)$$

ифодалардан иборатлигини биринчи марта немис олими Клаузиус аниқлаган.

Каратеодори теоремасига асосан қайтувчан жараёнлар учун системанинг олган иссиқлик миқдори учун ҳар доим интеграллаш доимийлиги мавжуд ва у температурадан иборат. Бундай таъриф орқали энтропия ўзгариши dS тўлиқ дифференциалли ҳолат функцияси деб ҳисобланади.

Гиббс энтропиянинг умумий ифодасини қуйидагича аниқлади:

$$S_{\Gamma} = -\sum_{i}^{W} P_i \ln P_i \qquad (3)$$

Бу ерда $i = 1, 2, \ldots W$ микроҳолатлар сони.

Фараз қилайлик, барча микроҳолатлар тенг эҳтимолли бўлсин, яъни

$$P_i = \frac{1}{W}$$

Бу ҳолда (3)

$$S_{Б} = -W \cdot \ln\frac{1}{W}\cdot\frac{1}{W} = \ln W$$

кўринишга келади, яъни Больцман формуласи олинади.

Агар ҳар бир микроҳолат мос равишда n_i каррали «айниш-га» эга бўлса, у ҳолда

$$P_i = \frac{n_i}{W}$$

бўлади ва қуйидагича ёзилиши мумкин:

$$S = -\sum_i^N \frac{n_i}{W} \cdot \ln\frac{n_i}{W} = -\frac{1}{W}\sum_i n_i\left(\ln n_i - \ln W\right)$$
$$= +\ln W - \sum_i P_i \cdot \ln n_i = S_Б - \sum_i P_i \cdot \ln n_i$$

Бунда $P_i \geq 0,\ \ n_i \geq 1$, демак

$$S_Г \leq S_Б$$

Агар айниш карраси n_i усуллар сони W га тенг бўлса, система битта микроҳолатдан иборат бўлади:

$$n = W; \quad P = 1$$

Бу ҳолда

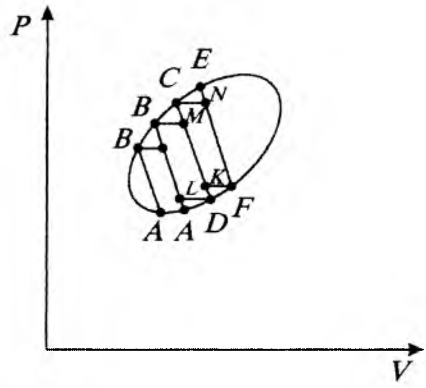
$$S_Г = 0$$

бўлади.

Энтропиянинг статистик таърифи: Энтропия системанинг термодинамик эҳтимоллигининг логарифмига пропорционал катталик: (энтропия система тартибсизлигининг ўлчовидир).

$$S = k\ \ell n\ W \tag{4}$$

Бунда k - пропорционаллик коэффициенти бўлиб, Больцман доимийлиги дейилади, W - ҳолатни амалга оширувчи усуллар сони бўлган термодинамик эҳтимоллик ва (2) да интеграл бутун цикл (ёпиқ чизиқ) бўйича олинади. Дастлаб ҳар қандай қайтувчан циклни чексиз кичик Карно циклларининг йиғиндиси шаклида ифодалаш мумкинлигидан



2.2.6-1-расм.

фойдаланиб, ихтиёрий цикл учун $\oint \frac{dQ}{T} \leq 0$ шарт бажарилишини кўрсатайлик. Айтайлик, цикл умумий ҳолда эллипс шаклидаги ёпиқ эгри чизиқдан иборат бўлсин (2.2.6-1-расм). Биз буни бир қанча адиабаталар ва изотермалар ёрдамида ABCD, CEFD каби чексиз кичик Карно циклларига бўламиз.

Бу билан биз ихтиёрий циклни чексиз кичик Карно циклларига ажратдик. Бу эса ихтиёрий қайтар циклни чексиз кичик Карно циклларининг йиғиндиси шаклида ифодалаш мумкинлигини кўрсатади. Барча иссиқлик машиналарида ишчи модда идеал газ эмас, балки реал ишчи моддадир. Реал иссиқлик машиналари ташқи муҳит билан иссиқлик алмашинуви ва ишқаланиш кучлари хисобига иссиқлик йўқотади. Бундай иссиқлик машиналардаги жараён қайтмасдир. Табиатда ҳамма реал жараён қайтмас жараёнлар бўлиб, идеал жарёнларгина қайтувчандир. Идеал газ билан ишлайдиган Карно циклининг фойдали иш коэффициентини аниқладик. Реал газ билан ишлайдиган циклнинг фойдали иш коэффициенти иссиқликнинг бир қисми ташқи муҳитга тарқалиши, бир қисми ишқаланишларга сарф бўлгани учун идеал газ билан ишлайдиган циклнинг фойдали иш коэффициентидан кичик бўлади.

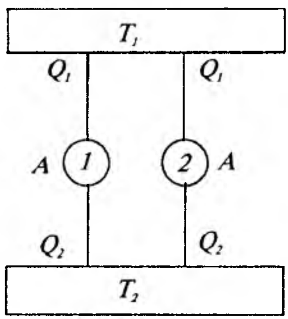
Иккита T_1, T_2 температурали иситкич ва совиткичга эга бўлган иссиклик машинаси берилган бўлсин (2.2.6-2-расм). Биринчи машина идеал газ билан, иккинчиси эса реал газ билан ишласин. Биринчи машина юқоридагидек иситгичдан Q_1 иссиқлик олиб А иш бажарсин. Бунда совитгичга Q_2 иссиқлик миқдори беради. Иккинчи машина ҳам иситгичдан Q'_1 иссиқлик олиб A'га тенг иш бажарсин ва совитгичга Q_2' иссиқлик берсин. Карно шаклида ишловчи биринчи машина учун фойдали иш коэффиценти куйидаги ифодага тенг:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \qquad (5)$$

Худди шундай иккинчи машина учун фойдали иш коэффициенти

$$\eta = \frac{Q_1' - Q_2'}{Q_1'}$$

ифода билан аниқланади.



2.2.6-2-расм.

Ҳар иккала машина иситгичдан бир хил миқдорда иссиқлик олсин, яъни:

$$Q_1 = Q_1'$$

Биринчи машинанинг ФИК иккинчи машинанинг ФИК дан катта бўлиши учун, яъни биринчи машина кўпроқ иш бажариши учун совитгичга камроқ иссиқлик бериши керак,

$$Q_2' > Q_2$$

Бундан биринчи машина совитгичга берган иссиқлиги, иккинчи машина совитгичга берган иссиқлигидан кичик бўлиши кераклиги келиб чиқади. Ҳақиқатан ҳам, реал машиналарда иситгичдан олинган иссиқлик миқдорини биринчи машина Q_1-Q_2 қисмини, иккинчи машина Q_1^1-Q_2^1 қисмини фойдали ишга айлантиради. Ҳар иккала машина иситгичдан бир хил миқдорда иссиқлик олганлиги учун уларнинг фойдали ишга айлантирган қисмлари мос ҳолда Q_1-Q_2 ва Q_1 -Q_2^1 бўлади деб ҳисоблаймиз.

$Q_2^1>Q_2$ эканлигидан (иссиқлик тарқалиши ва ишқаланишлар ҳисобига)

$$Q_1-Q_2>Q_1-Q^1_2$$

ёки

$$\frac{T_1-T_2}{T_1}=\frac{Q_1-Q_2}{Q_1}>\frac{Q_1-Q_2{}^1}{Q_1}$$

Умуман қайтар Карно циклида ишлайдиган машина билан ҳар қандай қайтмас реал иссиқлик машинаси учун қуйидагини ёза оламиз:

$$\frac{Q_1-Q_2}{Q_1}>\frac{Q^1{}_1-Q_2{}^1}{Q^1{}_1}$$

Қайтувчан жараёнларда улар тенг бўлиши керак. Демак, қайтмас ва қайтувчан жараёнлар учун юқоридаги ифода

$$\frac{T_1-T_2}{T_1}=\frac{Q_1-Q_2}{Q_1}\geq\frac{Q^1{}_1-Q_2^1}{Q^1{}_1}$$

кўринишга келади.

Ифоданинг чап томони $1-{}^{T_2}\!/\!_{T_1}$ га тенг бўлганлигидан ва қайтмас ҳамда қайтувчан жараёнлар учун умумлаштириб,

$$\frac{T_1-T_2}{T_1}\geq\frac{Q_1-Q_2}{Q_1}$$

ни ёза оламиз.

Бунда тенгсизлик қайтмас жараёнларни, тенглик қайтувчан жараёнларни ифодалайди.

Юқоридаги тенгсизликни қуйидагича ёзамиз:

$$\frac{T_2}{T_1} \leq \frac{Q_2}{Q_1}$$

ёки

$$\frac{Q_1}{T_1} \leq \frac{Q_2}{T_2}$$

Буни эса

$$\frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} \leq 0$$

шаклда ёзамиз.

Системага берилган иссиқлик миқдори Q_1 ни мусбат ($Q_1 > 0$), системадан олинаётган иссиқлик миқдори Q_2 ни манфий ($Q_2 < 0$) деб қабул қилсак, юқоридаги ифодани қайта қуйидагича ёзамиз:

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0$$

Бунда Q_1 – T_1 температурали термостатдан олинаётган иссиқлик миқдори, Q_2 – T_2 температурали термостатдан олинаётган (аслида унга берилаётган) иссиқлик миқдори деб ўқилади.

Эллипсга тиранган чексиз кичик $T_1, T_2, \ldots T_i$ температурали ишчи жисм олаётган иссиқлик миқдорларини мос равишда $dQ_1, dQ_2, \ldots dQ_i, \ldots$ деб белгиласак, (3) га асосланиб, қуйидаги

$$\sum_i \frac{dQ_i}{T_i} \leq 0$$

ифодани ёзиш мумкин. Расмдан кўринадики, ички изотермалар ва адиабаталарнинг ҳиссалари юқоридаги ифодада иштирок этмайди.

Энди термостатнинг температураси узлуксиз ўзгаради десак, яъни цикл узлуксиз ўзгарувчи «эллипс»дан иборат бўлса, у ҳолда $T, T + dT$ интервалда ишчи жисм dQ иссиқлик миқдори олади десак, юқоридаги йиғиндини қуйидаги интеграл кўринишда ёзилади:

$$\oint \frac{dQ}{T} \leq 0 \qquad (6)$$

(6) ифода Клаузиус томонидан олинган бўлиб, Клаузиус тенгсизлиги дейилади.

Бунда тенглик ишорали ифода

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0 \qquad (7)$$

қайтувчан жараёнлар учун, тенгсизлик ишорали ифода

$$\oint \frac{dQ}{T} \langle 0 \qquad (8)$$

қайтмас жараёнлар учун ўриили.

Система олган иссиқлик миқдорини мутлақ температурага нисбати келтирилган иссиқлик миқдори дейилади. dQ/T катталик чексиз кичик жараёнда олинган келтирилгаи иссиқлик миқдоридир. (6), (7) дан ҳар қандай квазистатистик қайтувчан жараёнларда система олгаи келтирилган иссиқлик миқдори нолга тенг. Қайтмас жараёнларда нолдан кичик бўлади.

Математика курсидан маълумки, ёпиқ коитур бўйича олинган интеграл нолга тенг бўлса интеграл остидаги функция тўлиқ дифференциалдир. Бу функцияни S билан белгилайлик. У ҳолда (1) га асосан

$$dS = \frac{dQ}{T}$$

бўлади. Ихтиёрий ABCDA циклни текширайлик. Цикл ABC ва CDA қисмлардан иборат бўлсин. Бу цикл учун Клаузиус тенгсизлиги (жараён қайтувчан)

$$\oint \frac{dQ}{T} = \int_{ABC} \frac{dQ}{T} + \int_{CDA} \frac{dQ}{T} = 0$$

бўлади. Ёки

$$\int_{ABC} \frac{dQ}{T} = -\int_{CDA} \frac{dQ}{T} .$$

Циклни иккинчи CDA қисми учун интеграллаш чегарасини ўзгартириш билан

$$\int_{ADC} \frac{dQ}{T} = - \int_{CDA} \frac{dQ}{T}$$

эканлигидан

$$\int_{ABC} \frac{dQ}{T} = \int_{ADC} \frac{dQ}{T}$$

деб ёза оламиз.

Бундан кўринадики, системанинг 1 ҳолатдан 2 ҳолатга ва аксинча ўтишида, оладиган келтирилган иссиқлик миқдорлари ўтиш йўлига боғлиқ бўлмай системанинг бошланғич ҳамда охирги ҳолатларигагина боғлиқ экан. Демак, интеграл қиймати интеграллаш йўлига боғлиқ бўлмайди. Келтерилган иссиқлик миқдори ўтиш йўлига боғлиқ эмас экан (1) формулага асосан S функция система ҳолатини бир қийматли аниқлайди. Бошқача айтганда, унинг ҳар бир қийматига системанинг аниқ бир ҳолати мос келади. Одатда система ҳолатини аниқловчи бу катталик энтропия дейилади. Энтроиия сўзи юнонча бўлиб, ўзгартирмоқ, айлантирмоқ деган маъно беради.

Система энтропияси учун (1) дан

$$S = S_0 + \int \frac{dQ}{T} \tag{9}$$

ни ҳосил қиламиз. $T \to 0$ да S энтропия нолга интилади деб қабул қилинган. Шунинг учун (9) ифода қуйидагича ёзилади:

$$S = \int \frac{dQ}{T}$$

Энтропия – аддитив катталик, шунинг учун системанинг энтропияси унинг айрим қисмлари энтропияларининг йиғиндисига тенг. Энтропия СИ системасида Ж/К бирлигида ўлчанади. Энтропия ҳолат функцияси бўлгани учун, у система ҳолатини аниқловчи макроскопик параметрларнинг функциясидир. Лекин системага хос бўлган бу катталикни бевосита ўлчаб бўлмайди. Бошқача айтганда, энтронияни бевосита ўлчаш усулига эга эмасмиз. Энтропия система иараметрларининг функцияси сифатида

$$\left.\begin{aligned} S &= S(T, V) \\ S &= S(p, T) \\ S &= S(p, V) \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

кўринишда аниқланиши мумкин.

(7) ифодага термодинамиканинг биринчи қонунини қўйиб, қуйидагини ҳосил қилиш мумкин:

$$dS = \frac{dU + pdV}{T} \tag{11}$$

Бу тенглама термодинамиканинг асосий тенгламаси дейилади. Ҳудди температура каби энтропия тушунчаси фақат мувозанатли ҳолатлар учун маънога эга. Лекин бу тушунчани мувозанатсиз ҳолатлар учун ҳам қўллаш мумкинлигини қуйидагича изоҳлаш мумкин. Мувозанатсиз системани фикран кичик системаларга ажратайлик. Бундай кичик системаларнинг ҳар бири амалда мувозанатли деб ҳисоблансин. Бу кичик системалар мувозанатли деб олинганлиги учун температура ва босим каби макроскопик параметрлар билан тавсифланади. Система ҳолатини тавсифловчи бу параметрлар фазо ва вақт бўйича текис ўзгаради деб олинади; бу локал термодинамик мувозанат мавжуд деб қаралади.

Энди ABCDA циклни ABC қисми қайтмас ва CDA қисми қайтувчан деб олайлик. Бундай ҳол учун Клаузиус ифодаси

$$\int \frac{dQ}{T} = \int\limits_{ABC} \frac{dQ}{T} + \int\limits_{CDA} \frac{dQ}{T} \le 0$$

га тенг бўлади. Ёки

$$\int\limits_{ABC} \frac{dQ}{T} \le -\int\limits_{CDA} \frac{dQ}{T}$$

Циклнинг иккинчи қисми шартга асосан қайтувчан бўлганлиги учун

$$-\int\limits_{CDA} \frac{dQ}{T} = \int\limits_{AD..} \frac{dQ}{T}$$

Буни ҳисобга олиб, юқоридаги ифодани

$$\int_{Ae..}\frac{dQ}{T}\leq\int_{ADC}\frac{dQ}{T}$$

тарзида ёза оламиз. Лекин буиииг ўнг томони қайтувчан цикл учун ёзилганлигидан ва у S га тенг бўлганлиги учун

$$\int_{ABC}\frac{dQ}{T}\leq S_{ADC} \tag{12}$$

кўринишда ёзиш мумкин. Ёки буни ҳам қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\frac{dQ}{T}\leq dS \tag{13}$$

Бундай шаклда ифодаланган бу тенгсизлик термодинамиканинг иккинчи қонуни умумийроқ тавсифга эга бўлишлигини кўрсатади. Агар система яккаланган бўлса, яъни ташқи муҳит билан иссиқлик алмашинуви нолга тенг бўлса ($dQ=0$) (13) дан

$$dS\geq 0 \tag{14}$$

ҳосил бўлади.

Бундан агар жараёнлар қайтар бўлса $dS = 0$, яъни $S = const$. Демак, яккаланган системадаги ҳар қандай қайтар жараёнда энтропия ўзгармайди. Агар жараёнлар қайтмас бўлса $dS > 0$, яъни $S_2-S_1 > 0$ ёки $S_2 > S_1$ бўлиб, қайтмас жараёнда яккаланган системанинг энтропияси ортар экан.

Хулоса қилиб, яккаланган системанинг энтропияси қайтмас жараёнларда ортади ёки қайтар жараёнларда ўзгармайди, лекин камайиши мумкин эмас деб айта оламиз. Бу хулоса фақат яккаланган системалар учун тўғридир. Қайтмас жараёнларда энтропиянинг ортиши муҳим бўлиб, буни энтропиянинг ортиш қонуни ҳам дейилади. Қайтмас жараёнлардаги энтропия ортиши ҳамма вақт ҳар қандай жараёнларда бажарилади. Шунинг учун энергиянинг сақланиш қонуни каби энтропияни ортиши системага хос унинг хусусиятидир. Табиатдаги яккаланган системалардаги ҳамма жараёнларда энтропия ҳамма вақт ортади ва энтропиянинг маълум максимал қийматида жараён тўхтайди. Масалан, T_1 ва T_2 температурали иккита жисм бир-бирига теккизилса, иссиқ жисмдан совуқ жисмга иссиқлик ўтади. Натижада маълум вақт ўтгач температуралари тенглашади. Агар $T_1 > T_2$ десак, умумлашган система энтропияси ортади, яъни $\Delta S > 0$.

Иккинчи мисол қилиб, идеал газни бўшлиқда кенгайишини оламиз. Бу жараён ҳам қайтмас. Маълум ҳажмга эга бўлган идиш иккига бўлинган бўлиб, бир томони газ билан тўлдирилган. Агар орадаги тўсиқ олиб ташланса, газ кенгайиб боради ва бутун ҳажмни эгаллайди. Бунда $V_2 > V_1$ бўлса $\Delta S > 0$, яъни газ кенгайишида энтропия ортади. Диффузия ҳодисасида ҳам, суюқликнинг буғланишида ҳам, бошқа қайтмас ҳодисаларда ҳам энтропия ортиб бориши кузатилади.

2.2.7. Термодинамика қонунлари ва энтропия

Биз юқорида идеал газ, Карно цикли тушунчаларидан фойдаланиб, термостат билан контактда бўлган система (уни берк система дейиш мумкин) ҳолатини тавсифловчи ҳолат функцияси – энтропия мавжудлигини баён этдик (Клаузиус методи). Биз қуйида Клаузиус, Каратеодори методлари, умуман, мавжуд методлардан фарқли бўлган Бойдедаев методи асосида ҳолат функцияси – энтропия мавжудлигини баён этамиз.

Термодинамиканинг биринчи қонунини қуйидаги икки шаклда ёзайлик

$$dQ = dU + PdV \tag{1}$$

$$dQ = dJ - VdP \tag{2}$$

Иссиқлик сиғим таърифига асосан

$$dQ = CdT \tag{3}$$

Система ҳолати T, V га нисбатан аниқланган бўлсин; бу ҳолда

$$dU(T,V) = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T dV \tag{4}$$

(3) ва (4) н назарда тутиб, (1) ни қайта ёзамиз:

$$dQ = CdT = C_V dT + (P + P_н)dV \tag{5}$$

бунда

$$C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V, \; P_n = \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T$$

Система ҳолати T, P параметрларга нисбатан аниқланган бўлса, энтальпиянинг тўла дифференциали

$$dJ(T,P) = \left(\frac{\partial J}{\partial T}\right)_P dT + \left(\frac{\partial J}{\partial P}\right)_T dP \qquad (6)$$

бўлади; буни назарда тутиб, термодинамиканинг биринчи қонуни (2) ни қуйидагича ёзамиз:

$$dQ = CdT = C_P dT + (V_n - V)dP \qquad (7)$$

бунда

$$C_P = \left(\frac{\partial J}{\partial T}\right)_P, \; V_n = \left(\frac{\partial J}{\partial P}\right)_T \qquad (8)$$

белгилашлар киритилдн.

Фараз қилайлик, жараён ўзгармас босимда содир бўлсин. Бу ҳолда $C = C_P$ эканлигини назарда тутиб, (5) ни қуйидагича ёзамиз:

$$C_p - C_v(P + P_n)\left(\frac{dV}{dT}\right)_P$$

ёки

$$C_P - C_V = (P + P_n)V\alpha \qquad (9)$$

бунда

$$\alpha = \frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P$$

Энди фараз қилайлик, жараён ўзгармас ҳажмда содир бўлсин. Бу ҳолда $C = C_V$ эканлигидан (8) ни қуйидагича ёзамиз:

$$C_P - C_V = (V - V_n)P\beta, \qquad (10)$$

бунда $\beta = \frac{1}{P}\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V$

(10) тенгликнинг (9) тенгликка нисбатини олиб, қуйидаги муҳим ифодани оламиз:

$$\mu = \frac{\beta}{\alpha} = \frac{1 + \frac{P_n}{P}}{1 - \frac{V_n}{V}} \qquad (11)$$

Кўрсатиш мумкин, идеал газ учун $P_n = 0$ ва $V_n = 0$, $\alpha = \beta$. Шунинг учун, умумий ҳолда $\mu = \frac{\beta}{\alpha}$ – корреляцион параметр дейилади.

(11) ифодани

$$\frac{\beta P}{\alpha V} = \frac{P + P_n}{V - V_n} \qquad (12)$$

ёки

$$\frac{\beta P\theta}{\alpha V\theta} = \frac{P + P_n}{V - V_n} \qquad (13)$$

кўринишда ёзайлик, бунда θ нолдан фарқли бўлган ихтиёрий параметр, яъни $\theta \neq 0$.

Термодинамиканинг биринчи қонуни асосида олинган (12) нисбат ҳар доим ўринли бўлгани учун

$$\beta P\theta = P + P_n,$$
$$\alpha V\theta = V - V_n \qquad (14)$$

тенгликлар ўринли бўлади; бунда параметр θ нолдан фарқли бўлган (13) ва (14) шартларни қаноатлантирувчи параметр.

Анъанавий усулда, термодинамиканинг иккинчи қонунидан фойдаланиб, θ нинг мутлақ температура T эканлиги осонликча кўрсатилади. Аммо θ параметр (температура) термодинамика биринчи қонуни асосида янги метод билан киритилди.

μ учун умумий яна бир ифода олайлик:

(9) ни (5) ва (10) ни (7) га қўйайлик:

$$CdT = C_V dT + \left(\frac{C_P - C_V}{V\alpha}\right) dV \qquad (14^{а})$$

$$CdT = C_P dT + \left(\frac{C_P - C_V}{P\beta}\right) dP \qquad (14^{б})$$

Изотермик жараёнда $dT = 0$ (лекин $CdT = dQ \neq 0$) эканлигини назарда тутиб, юқоридаги ифодаларни нисбатини олиб қуйидаги муносабатни оламиз:

$$I = P\mu\chi_T, \ \mu = \beta/\alpha \tag{15}$$

бунда χ_T – изотермик сиқилувчанлик

$$\chi_T = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T \tag{16}$$

Бунда шуни таъкидлаймизки, (15) ни математик усул билан ҳолат тенгламаси $f\left(P,V,T\right) = 0$ дан олса ҳам бўлади.

(15) тенгликдан топамиз:

$$\frac{\beta}{\alpha} = \frac{1}{P\chi_T} \tag{17}$$

(17) ни ўзгартириб ёзайлик:

$$\frac{V\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V}{P\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P} = -\frac{V}{P\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T} = -\frac{V}{P}\frac{1}{\left(\frac{\partial V}{\partial S}\cdot\frac{\partial S}{\partial P}\right)_T} = \frac{V\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T}{-P\left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_T} \tag{18}$$

Бунда S - системанинг ихтиёрий функцияси; унинг қийматини (18) га асосан шундай танлаб олайликки, ушбу

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V = \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T \tag{19}$$

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P = -\left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_T \tag{20}$$

тенгликлар ўринли бўлсин (кейинроқ кўриладики, бу (19), (20) ифодалар анъанавий усулда термодинамика асослари баён қилинганда олинадиган Максвелл муносабатларидир).

(19) ва (20) ни (13) ва (14) билан таққослаб,

$$\theta\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T = P + P_n \tag{21}$$

$$\theta\left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_T = V_n - V \tag{22}$$

тенгликларни аниқлаймиз. Иккинчи томондан термодинамиканинг биринчи қонуни (5) ва (7) дан

$$\left(\frac{dQ}{dV}\right)_T = P + P_n \tag{23}$$

$$\left(\frac{dQ}{dP}\right)_T = V_n - V \tag{24}$$

ифодалар ўринли эканлиги маълум.

(21), (22) ва (23), (24) тенгликлардан

$$\theta\left(\frac{dS}{dV}\right)_T = \left(\frac{dQ}{dV}\right)_T \tag{25}$$

$$\theta\left(\frac{dS}{dP}\right)_T = \left(\frac{dQ}{dP}\right)_T \tag{26}$$

ифодаларни оламиз.

Энди $\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V$ ва $\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_P$ ни аниқлайлик. Ҳолат тенгламаси $f(S,T,V)=0$ дан

$$\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V \left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_S \left(\frac{\partial V}{\partial S}\right)_T = -1$$

тенгликни оламиз. Бундан, (19) ни эътиборга олиб, топамиз:

$$\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V = -\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_S = -\beta P\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_S \tag{27}$$

S доимий бўлганда $dQ=0$ бўлади, яъни жараён адиабатик бўлади (буни кейинроқ кўрамиз). Бу адиабатик жараёнда $dQ = CdT$ дан $C=0$ эканлиги маълум бўлади. (14а) дан адиабатик жараён учун

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_S = -\frac{C_V \alpha V}{C_P - C_V} \tag{28}$$

тенгликни оламиз. (9) ва (13) ифодалардан эса

$$C_P - C_V = \alpha\beta P V\theta \tag{29}$$

ифодани оламиз.

(27) ни (28) ва (29) ни назарда тутиб, қуйидагича ёзамиз:

$$\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V = \frac{\alpha\beta PVC_V}{C_p - C_V} = \frac{C_V}{\theta}$$

ёки

$$\theta\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V = C_V \qquad (30)$$

Иккинчи томондан, (5) дан

$$\left(\frac{dQ}{dT}\right)_V = C_V \qquad (31)$$

олинади. Демак, (30) ва (31) дан

$$\theta\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_V \qquad (32)$$

тенгликни оламиз.

Ҳолат тенгламаси $f(S,T,P)=0$ дан

$$\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_P\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_S\left(\frac{\partial P}{\partial S}\right)_T = -1$$

тенгликни олиб, бундан (20) ни назарда тутиб, ушбуни оламиз:

$$\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_P = -\left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_T\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_S = V\alpha\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_S \qquad (33)$$

Адиабатик жараён ($C=0$) учун ($14^а$) дан

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_S = \frac{C_P P\beta}{C_P - C_V} \qquad (34)$$

(34) ва (29) ни эътиборга олиб, (33) ни қайта ёзамиз:

$$\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_P = \frac{\alpha\beta VPC_P}{C_P - C_V} = \frac{C_P}{\theta}$$

ёки

$$\theta\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_P = C_P \qquad (35)$$

Иккинчи томондан, (7) дан

$$\left(\frac{dQ}{dT}\right)_P = C_P \qquad (36)$$

(35) ва (36) ни таққослаб, қуйидагини топамиз:

$$\theta\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_P = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_P \qquad (37)$$

Шундай қилиб, системаннng S функциясининг хусусий ҳосилалари мавжуд. Шуннng учун

$$\theta dS(T,V)=\theta\left(\frac{\partial S}{\partial T}dT+\frac{\partial S}{\partial V}dV\right), \tag{38}$$

$$\theta dS(T,P)=\theta\left(\frac{\partial S}{\partial T}dT+\frac{\partial S}{\partial P}dP\right) \tag{39}$$

(25), (26), (31) ва (36) тенгликларни назарда тутиб, (38) ва (39) ни термодинамика биринчи қонуни (5) ва (7) билан таққослаб, охирги натижа

$$\theta dS = dQ \tag{40}$$

қонунини топамиз. Умуман, очиқ система (моддалар алмашинадиган ҳол) учун ҳам (40) муносабат ўринли эканлигини кўрсатиш мумкин. Лекин биз унга тўхталмаймиз.

Шундай қилиб, бу янги метод бўйича, термодинамиканинг биринчи қонуни ҳамда математик ифодаларга асосланиб, системанинг ҳолат функцияси – энтропия мавжудлигини ва унинг (40) муносабатга бўйсунишини кўрсатдик.

2.2.8. Энтропиянинг статистик маъноси

Больцман энтропиянинг статистик талқини жуда содда бўлишини кўрсатиб берпш билан унинг статистик талқинини очиб берди. Термодинамиканинг иккинчи қонунига асосан яккаланган системалардаги қайтмас жараёнлар шундай юз берадики, бунда система энтропияси максимал қиймати томон ортиб боради ва система мувозанат ҳолатга келганда энтропия максимум қийматга эришади. Бу ҳолатда энди уиинг эитропияси ўзгармасдан қолади. Иккинчи томондаи бундай яккаланган системаларда эҳтимоллик ҳам мувозанатли ҳолатда энг катта қийматга эга бўлади. Бу икки катталик энтропия ва эҳтимолликни системанинг мувозанат ҳолатга ўтишида ортиши ва бу ҳолатда уларнинг максимум қийматига эришиб ўзгармасдан қолиши бир хил хусусиятли табиатга эга эканлигини кўрсатади. Бу эса улар орасида маълум боғлаиш мавжудлигини кўрсатади. Бундай боғланишни

$$S = S(W) \tag{1}$$

фуикционал кўринишда ифодалаш мумкин.

Энтропия ва эҳтимоллик орасидаги боғланишни уларнинг хоссаларидан фойдаланиб, термодинамик ҳолати ўзгармаган ҳолда бу катталикларни модда миқдорига кўра ўзгаришини таққослаб топиш мумкин. Бизга маълумки энтропия модда миқдорига пропорционал. Иккита қисмдан иборат система энтропияси қисмлар энтропиялар йиғиндисига тенг бўлади:

$$S = S_1 + S_2 \tag{2}$$

Ҳолат эҳтимоллиги муҳим тушунчалардан бири бўлиб, уни бир оз ойдинлаштиришга ҳаракат қилайлик. Бизга икки қисмга эга бўлган идиш берилган бўлсин. Маълумки, бу идишда битта молекула бўлса, бу идишда иккита усул билан жойлашиши мумкин. Молекулалар сони иккита бўлганда $2^2=4$ та усул билан, молекулалар сони учта бўлганда $2^3=8$ та, молекулалар сони 6 та бўлганда $2^6=64$ та, молекулалар сони 10 та бўлганда $2^{10}=1024$ та усул билан жойлашиш мумкинлигини ҳисобласа бўлади. Умуман N та молекулалар бу идишда 2^N та усул билан жойлашиши мумкин. Идишда молекулаларнинг умумий сони **N** га тенг бўлганда унинг биринчи қисмида **n** та молекула иккинчи қисмида **N-n** та молекулаларни жойлашиш усуллари сони

$$p = \frac{N!}{n!(N-n)!} \tag{3}$$

та ўринлаштиришлар сони билан аниқланади. n=N/2 қийматида (3) катталик ўзининг энг катта қийматига эга бўлади. Бу молекулаларни идишнинг икки қисмида тенг тақсимланишлар сони энг катта бўлишлигини кўрсатади. Бошқача айтганда, идишда молекулалари тенг тақсимланишини амалга оширувчи усуллар сони энг катта бўлар экан. Буни мисолларда, идишнинг икки қисмига молекулаларнинг тенг тақсимланиши энг кўп кузатилишида кўриш мумкин. Умуман олганда **n** та ҳолатга эга бўлган **N** та зарралар

$$W_T = \frac{N!}{N!N_2!\ldots N_n!} \tag{4}$$

та усул билан жойлашиши мумкин бўлиб, унда $\mathbf{N_1}$ биринчи, $\mathbf{N_2}$ иккинчи ва ҳоказо ҳолатларга мос зарралар сони. Одатда $\mathbf{W_T}$ термодинамик эҳтимоллик дейилади. Бу система ҳолатини рўёбга чиқарувчи зарраларнинг мумкин бўлган тақсимланишлар со-

сонидир. Эҳтимоллик тушунчасига асосан, идишнинг биринчи қисмида **N** та заррани **n** тасининг бўлиш эҳтимоллиги

$$W = \frac{N!}{n!(N-n)!2^N} \tag{5}$$

га тенг бўлади. Чунки ҳар бир жойлашиш эҳтимоллиги $(1/2)^N$ га тенг. Бу ерда ҳам n=N/2 бўлганда эҳтимоллик энг катта қийматга эга бўлиб, молекулаларни идишда тенг тақсимланиши энг катта эҳтимолга тенглигини кўрсатади. Мисоллардан шуни кўриш мумкинки, молекулаларни идишнинг бир қисмига тўпланиш эҳтимоллиги

$$W = \left(\frac{1}{2}\right)^N$$

га асосан битта молекула бўлганда 1/2, иккита молекула бўлганда 1/4, ўнта молекула бўлганда 1/1024=0,001,100 та бўлганда бу эҳтимоллик $\sim 10^{-30}$ га тенг бўлишини ҳисоблаш мумкин. Агар идишдаги N та молекула бу ҳажмда 2^Nта усул билан тақсимланса, бу тақсимлашлардан молекулаларнинг тенг тақсимланиши бошқа ҳамма нотекис тақсимланишлардан жуда катта бўлиши билан фарқланади ҳамда бу молекулаларни ҳаммаси идишнинг бир қисмида тўпланиш эҳтимоллиги жуда кичик бўлиши билан тавсифланади. Бу айниқса катта сондаги зарралар системасида жуда аниқ бўлиб қолади. Ҳақиқатдан ҳам амалда жуда кўп молекулали система билан иш кўрилади. Масалан, I $см^3$ ҳажмдаги оддий шароитда ҳаво молекулалари $2{,}7 \cdot 10^{19}$ та бўлишини ҳисобга олсак, бу молекулаларни идишнинг бир қисмида тўпланиш эҳтимоллиги $W = \left(\frac{1}{2}\right)^{2.7 \cdot 10^{19}} = \frac{1}{2^{2.7 \cdot 10^{19}}}$ га тенг бўлиб, ниҳоят даражада кичик, амалда нолга тенг эканлигини эслаб ўтамиз.

Эҳтимоллар назариясига асосан бир-бирига боғлиқ бўлмаган ҳодисалар эҳтимоллиги уларни хар бирини эҳтимолликларини кўпайтмасидан иборат бўлади. Икки қисмдан иборат система учун унинг эҳтимоллиги

$$W = W_1 W_2 \tag{6}$$

бўлади. (1), (2) ва (6) ларга асосан

$$S(W_1W_2)=S_1(W_1)+S_2(W_2) \tag{7}$$

деб ёзиш мумкин.

Бу тенгламани ечиш учун W_1W_2 кўпайтма ўзгармас деб фараз қилайлик. У ҳолда

$$W_1W_2=\text{const} \tag{8}$$

бўлганда

$$S_1(W_1)+S_2(W_2)=\text{const}$$

бўлади. Буни дифференциаллаб,

$$dS_1(W_1)+dS_2(W_2)=0$$

ни ҳосил қиламиз ёки

$$dS_1(W_1)=-dS_2(W_2) \tag{а}$$

кўринишда ёзамиз. Бу тенглик бажарилиши учун

$$\frac{dW_1}{W_1}=-\frac{dW_2}{W_2} \tag{б}$$

шарт бажарилиши керак, (а) ни (б) га бўлиб,

$$W_1\frac{dS_1(W_1)}{dW_1}=-W_2\frac{dS_2(W_2)}{dW_2}$$

ни ҳосил қилиш мумкин.

Охирги ифода бир-бирига тенг бўлиши учун уларнинг ҳар бири бирор ўзгармас катталикка тенг бўлиши керак. Бу ҳолда қуйидагича ёзиш мумкин:

$$W_1\frac{dS_1(W_1)_1}{dW_1}=k\,,W_2\frac{dS_2(W_2)}{dW_2}=k$$

ёки умуман

$$W\frac{dS(W)}{dW}=k$$

бўлади. Бу ифодани қуйидаги

$$dS=\frac{dW}{W}\cdot k$$

кўринишга келтириб, интегралласак $S=k\ln W+C$ ни ҳосил қилган бўламиз. Бу ерда - C - интеграллаш доимийлиги бўлиб, мутлақ нолда энтропияни ноллик шартига асосан нолга тенг деб олинади. Демак, энтропия ва эҳтимоллик орасида боғланиш,

$$S=k\ln W \tag{9}$$

формула билан ифодаланади.

Бу ифода энтропияни системанинг термодинамик эҳтимоллиги логарифмига пропорционал эканлигини кўрсатади. (9) Больцман тенгламаси дейилади ва ундан келиб чиқувчи энтропияни термодинамик эҳтимолга пропорционал бўлиши Больцман тамойили дейилади.

Бу тамойилга асосан система энтропияси ҳолат эҳтимоллиги билан ифодаланади ва энтропияни статистик маънога эга эканлигини кўрсатади. Энтропия ва эҳтимоллик орасидаги боғланиш термодинамиканинг иккинчи қонунини бошқача талқин қилишга имкон беради. Бу боғланишга асосан қонунни табиатдаги ҳар қандай жараёнларда система кам эҳтимолли ҳолатдан катта эҳтимолли ҳолатга ўтишга интилади деб таърифланади. Бу хулосани термодинамиканинг иккинчи қонунига Больцман таърифи деб қаралади. Термодинамикада ўз-ўзидан рўй берувчи жараёнлар қайтмас деб олинганда унга тескари жараён бўлишини инкор қилади. Системанинг эҳтимоллиги катта бўлган ҳолатга келиши унинг бошқа кам эҳтимолли ҳолатларга ўтишини инкор этмайди. Бунда системанинғ эҳтимоллиги кўпроқ бўлган ҳолатга ўтиши катта эканлигини кўрсатади. Масалан, система S_1 энтропияли ҳолатдан S_2 энтропияли ҳолатга ($S_2>S_1$) ўтиш эҳтимоли катта эканлигини билдиради. Яна шуни айтиш мумкинки, энтропия камайиши мумкин бўлган жараёнлар ҳам мавжуд бўлиб, флуктуациялар - ҳолат ўзгаришлари билан тушунтирилади. Бундай ҳолат ўзгаришлари-мувозанат ҳолатдан четга чиқиш энтропияни, яьни термодинамиканинг иккинчи қонуни эҳтимоллик маънога эга эканлигини яна бир бор тасдиқлайди. Демак, бу қонун ҳам статистик тавсифга эга экан. Флуктуациялар натижасида система мувозанат ҳолатдан мувозанатсиз ҳолатга, энтропияси катта бўлган ҳолатдан кичик энтропияли ҳолатга ихтиёрий ўтишини рад этмайди. Бу ерда термодинамиканинг иккинчи қонуниии статистик қараш билан термодинамик қараш ўртасида фарқ ҳосил бўлади. Бу фарқ шундан иборатки, термодинамик нуқтаи назардан мутлақ тўғри бўлган бу қонунда яккалангаи системаларда энтропия фақат ортиши ва мувозанат ҳолатида максимумга эришгач, ўзгармасдан қолади. Статистик нуқтаи назардан эса яккаланган системаларда энтропияси камаювчи жараёнларга қараганда энтропия максимумга ортувчи жараёнларнинг эҳтимоллиги кўпроқ бўлади. Иссиқлик (энергия) жисм молекулаларини тартибсиз хаотик ҳаракати энергиясидир. Молекулаларни тартибсиз хаотик ҳаракати натижаси бўлган иссиқлик ҳаракати унинг механик ҳаракатидан бутунлай фарқ қилади.

Бу фарқ механик ҳаракат молекулаларининг тартибли ҳаракати билан содир бўлса, иссиқлик ҳаракати уларнинг тартибсиз ҳаракати натижаси эканлиги билан белгиланади. Айланма ҳаракат қилаётган жисмни айланиш ўқи атрофида ω бурчак тезлик билан ҳамма молекулалари тартибли бир хил ҳаракатда иштирок этаётганлигини кўриш мумкин. Ёки илгариланма ҳаракат қилаётган жисмнинг ҳамма молекулаларининг ҳаракати ҳам тартиблидир. Жисмни бундай тартибли ҳаракат ҳолатини биргина усул билан амалга ошириш мумкин ҳолос, яъни уни термодинамик эҳтимоли бу тартибли ҳаракат учун $W=1$. Больцман тамойилига асосан бундай тартибли ҳаракат энтропияси $S = 1\,n\,1 = 0$ бўлиши керак. Бундан тартибли механик ҳаракат энтропияси ҳар доим нолга тенг эканлиги келиб чиқади. Механик ҳаракат энергиясининг иссиқлик ҳаракат энергиясига айланиши тартибли ҳаракат энергиясининг тартибсиз ҳаракат энергиясига айланишидир. Худди шундай иссиқлик энергиясини механик энергияга айланиши тартибсиз ҳаракат энергиясини тартибли ҳаракат энергиясига айланиши бўлади.

Молекулалар ҳаракатида унинг тартибсиз хаотик ҳаракатини жуда кўп усуллар билан рўёбга чиқариш мумкин. Бошқача айтганда, молекулаларнинг хаотик ҳаракат ҳолати молекулаларни жуда кўп тартибсиз жойлашиши усуллари билан амалга оширилиши мумкин, яъни термодинамик эҳтимоллиги кўпдир. Тартибли ҳаракатни амалга ошириш усулларининг сони жуда кичик, яъни термодинамик эҳтимоллиги жуда оз. Демак, молекулаларни тартибсиз ҳаракатидан (кўп эҳтимолли ҳолатидан) тартибли ҳаракатга (кам эҳтимоллик ҳолатга) ўтиш ихтиёрий ўз-ўзидан юз бермайди. Шунинг учун иссиқликни термодинамиканинг иккинчи қонунидаги каби ишга айланишида тартибсизликни тартиблиликка ўтиш эҳтимоли кичиклигидан уни мутлақ ишга айланмаслиги келиб чиқади. Статистика нуқтаи назардан

зардан системани мувозанатли ҳолатга ўтиш эҳтимоллиги нисбатан уни мувозанатли ҳолатдан бирор мувозанатсиз ҳолатга ўтиш эҳтимоллигидан кўпдир. Бу эса система энтропияси мувозанат ҳолатда энг катгта қийматга эга бўлиб, энтропияси кичиклашувчи жараёнлар юз бериши мумкин эмас деган маънони билдирмайди.

2.2.9. Термодинамик функциялар

Термодииамик функциялар усули. Термодинамикада кўпгина масалаларни ҳал этишда цикллар усули ёки термодинамик функциялар усулидан фойдаланилади. Биринчи усулнинг моҳияти шундан иборатки бунда бирор цикл танлаб олинади ва бу цикллар асосида термодиномика қонунларини қўллаш билан ҳодисаларни тавсифловчи катталиклар орасидаги боғланиш аниқланади. Лекин бу усул маълум қийинчиликларга эга. Иккинчи усулни моҳияти шундан иборатки термодинамик функциялар ифодаларининг берилиши билан системанинг ҳамма термодинамик катталикларини улар орқали аниқлаш мумкин.

Мувозанатли термодинамик ҳолатдаги система термодинамик функциялар билан тавсифланади. Система ҳолатиии ифодаловчи термодинамик функциялар бир-бирига боғлиқ бўлмаган ўзгарувчилар функциясидан иборат бўлган экстенсив катталиклардир, яъии термодинамик функциялар аддитив. Масалан, энергия, ҳажм, энтропия ва бошқалар экстенсив катталиклар бўлиб, масса ва зарралар сонига боғлиқ бўлгани каби системанинг термодинамик функцияси унинг қисмлари термодинамик функциялари қийматларининг йиғиндисидан иборат бўлади.

Ҳар бир термодинамик функция ўзгарувчилари қандай танланишига боғлиқ бўлиб, бундай термодинамик функциялар ёрдамида системанинг тўла термодинамик хоссаларини аниқлаш мумкин.

Термодинамик функцияларнинг дифференциаллари тўлиқ дифференциал бўлиб, бундай функциялар ҳолат функциялари дейилади, яъни система ҳолатини бир қийматли аниқлайди.

Термодинамик функциялар усули термодинамиканинг асосий тенгламаси

$$TdS \geq dU + PdV \qquad (1)$$

га асосланади. Бунда (1) ифода ёрдамида системага тегишли термодинамик функциялар деб аталувчи ҳолат функциялари келтириб чиқарилади. Квазистационар жараёнлар учун (1) ни ёзамиз:

$$TdS = dU + PdV \tag{2}$$

Ички энергия. (2) ни ёзайлик

$$dU = TdS - PdV \tag{3}$$

ҳолат функцияси U эркин ўзгарувчилар сифатида S ва V ни танланганда

$$U = U(S,V) \tag{4}$$

бўлганлигидан, тўлиқ дифференциали

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_V dS + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_S dV \tag{5}$$

бўлади. (5) ва (3) ни таққослаб, параметрлар T ва P учун

$$T = \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_V \tag{6}$$

$$P = -\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_S \tag{7}$$

ифодаларни оламиз.

(6) дан кўринадики, ўзгармас ҳажмда энтропиядан ички энергия бўйича олинган хусусий ҳосила температурага тенг. (7) дан кўринадики, энтропия ўзгармас бўлганда ҳажм бўйича ички энергиядан олинган хусусий ҳосила босимни тескари ишорасига тенг. Системага хос бошқа параметрларни (6), (7) лардан фойдаланиб аниқлаш мумкин. Булардан кўринадики, ички энергия термодинамик функция сифатида ҳолат функцияси бўла олади.

Энтальпия. (3) ни ҳар икки томонига d(pv) ни қўшиш билан

$$du + d(pv) = TdS - pdv + d(pv)$$

ёки

$$d(u+pv) = TdS - Pdv + pdv + vdp$$

ифодага эга бўламиз. Бу ерда

$$J = u + pv \tag{8}$$

белгилаш киритиб юқоридаги ифодани

$$dJ=TdS+vdp \qquad (9)$$

кўринишда ёзамиз. J ни энтальпия дейилади.

Эркин ўзгарувчилар сифатида S, P лар олинганда $J = J(S,P)$ бўлади. Бундан энтальпиянинг тўлиқ диффереициали

$$dJ = \left(\frac{\partial J}{\partial s}\right)_p ds + \left(\frac{\partial J}{\partial p}\right)_S dp \qquad (10)$$

бўлади.

(9) ва (10) ларни таққослаб s, p ларни ихтиёрий қийматларида

$$T=\left(\frac{\partial J}{\partial S}\right)_p \qquad (11)$$

$$V = \left(\frac{\partial J}{\partial P}\right)_S \qquad (12)$$

га тенг бўлиши келиб чиқади. (9) – энтальпия ёки иссиқлик функциясининг маъносини тушуниш учун

$$dJ = d(U + PV) = dU + PdV + VdP$$

кўринишида ёзиб, $dQ=du+pdv$ эканлигидан

$$dJ=dQ+vdp \qquad (13)$$

шаклга келтирамиз. (13) дан ўзгармас босимда ($dp=o$) системага берилган иссиқлик миқдори энтальниянинг ўзгаришига сарфланади деган хулосага келамиз:

$$dJ=(dQ)_p \qquad (14)$$

Демак, энтальпия қайтувчан изобарик жараёнларда системага берилган иссиқлик миқдорн билан аниқланади. Энтальпия ёрдамида системага хос параметрларни аниқлаш мумкин бўлганлиги сабабли бу термодинамик функция ҳолат функцияси ҳисобланади.

Эркин энергия. Эркин ўзгарувчилар T,V бўлганда термодинамик функция сифатида олинган эркин энергия билан танишайлик. Эркин энергиянинг тўлиқ дифференциали қуйидагича бўлади:

$$dF = \left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_v dT + \left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T dv \qquad (15)$$

(3)ни ҳар икки томонидан d(Ts)ни айирамиз. Натижада

$$du-d(Ts)=Tds-pdv-d(Ts)$$

ёки

$$d(u-Ts)=Tds-pdv-Tds-sdT$$

ҳосил бўлади. Бу ерда

$$F=u-TS \qquad (16)$$

белгилаш киритиб юқоридаги ифодани

$$dF=-SdT-pdv \qquad (17)$$

шаклга келтирамиз. (15) ва (17) лардан кўринадики T ва v ларни ихтиёрий қийматларида

$$S=-\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_v \qquad (18)$$

$$P=-\left(\frac{\partial F}{\partial v}\right)_T \qquad (19)$$

тенгликлар ўринли бўлади.

Эркин энергия маъносини тушуниш учун (18) ни изотермик жараёнларга татбиқ этамиз, яъни изотермик жараёнларда (dT=0),

$$dF=-pdv \qquad (20)$$

ифодага эга бўламиз. (20) дан кўринадики қайтувчан изотермик жараёнларда бажарилган иш эркин энергия камайиши ҳисобига бўлади. Демак, адиабатик жараёнларда иш ички энергия ҳисобига бажарилгани каби, изотермик жараёнларда иш эркин энергия ҳисобига бажарилади.

(16) ни шундай ёзамиз:

$$u=F+TS \qquad (21)$$

формуладан кўринадики, ички энергия икки қисмдан иборат. Биринчиси F эркин энергия, иккинчиси TS дан иборат. Маълумки эркин энергия изотермик жараёнда бажарилган иш бўлиб, TS бу жараёнда U нинг ишга айланмаган қисми, аниқроғи бундай жараёнда ички энергиянинг ҳаммаси эмас фақат U-TS қисми ишга айланади. Шунинг учун ҳам TS ни боғланган энергия дейилади.

Термодинамик потенциал. Энди эркин ўзгарувчилар сифатида T, P ларни олайлик. Бундай ҳолда термодинамик потенциал $\Phi = \Phi(P,T)$ киритилади. Φ нинг тўлиқ дифференциали

$$d\Phi = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial T}\right)_P dT + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial P}\right)_T dP \qquad (22)$$

бўлади. Эркин ўзгарувчилари T, P лар бўлган термодинамик функциялар Гиббс функцияси ёки термодинамик потенциал дейилади.

(3) термодинамикани асосий тенгламасининг ҳар икки томонидан d(TS-PV)ни айирамиз. Натижада

$$du-d(TS-pv)=TdS-pdv-d(TS-pv)$$

ёки

$$d(u-TS + pv)=TdS-pdv-TdS-SdT + pdv + vdp$$

ни ҳосил қиламиз. Бунда

$$\Phi = u-TS + pv \qquad (23)$$

ёки

$$\Phi=F+pv \qquad (24)$$

белгилаш киритиб юқоридаги тенгликни шундай ёза оламиз:

$$d\Phi = -SdT + vdp \qquad (25)$$

(22) ва (25) ларни таққослаб, T, P ларни ихтиёрий қийматлари учун

$$S = -\left(\frac{\partial \phi}{\partial T}\right)_P dT \qquad (26)$$

$$v=\left(\frac{\partial \phi}{\partial P}\right)_T dP \qquad (27)$$

тенгликларни топамиз.

Термодинамик потенциалнинг маъносини тушуниш учун элементар ишни икки қисмдан иборат деб ҳисоблаймиз: система томонидан бажарилган иш dA, босим томонидан бажарилган иш PdV ва босимдан ташқари кучлар томонидан бажарилган иш dA' дан иборат бўлсин, яъни

$$dA = PdV + dA'$$

Бу ҳолда (25)

$$d\Phi = -SdT + VdP - dA' \qquad (28)$$

кўринишда бўлади.

(28) дан кўринадики, термодинамик потенциалнинг камайиши фақат изотермик-изобарик қайтар жараёнларда бажарилган ишнинг ўзгариши ҳисобига юз берар экан. Бошқача айтганда изотермик-изобарик жараёнда бажарилган иш термодинамик нотенциални камайиши ҳисобига бўлади.

Термодинамикаииг асосий диффереициал теигламалари. Биз юқорида исталган термодинамик функциядан бирор термодинамик параметр бўйича дифференциалини олиб системага хос иккинчи бир термодинамик параметрни аниқлаш мумкинлигини кўрдик. Бундай ифодаларни ҳосил қилишни содда усули қуйидагичадир. Тўртбурчак томонларига термодинамик функцияларни, тўртбурчак учларига ҳолат параметрларини жойлаштирайлик. Термодинамик функциялар ва ҳолат параметрлари шундай жойлаштирилганки, бунда тўртбурчак томонларига жойлашган ҳар бир термодинамик функциядан шу томон учларидаги ҳолат параметрлари бўйича олинган ҳосила тўртбурчак диагонали бўйича иккинчи учидаги ҳолат параметрига тенг бўлади. Бундай жойлаштириш билан термодинамик функциялар ҳосилалари орқали термодинамик катталикларни аниқлаш оддий кўринишга келади. Масалан, U дан S бўйича ҳосила ўзгармас ҳажмда T га тенг:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_v = T$$

Ф дан T бўйича ҳосила ўзгармас босимда минус S га тенг:

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial T}\right)_P = -S$$

Бу ерда минус олинишига сабаб ҳосила Ф дан T бўйича олинганда S га тенг бўлиши учун бундай ҳосила кўрсатгич ишорасига тескари олинишидир. Умуман юқоридагидек,

$$
\left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_v = T \qquad \left(\frac{\partial U}{\partial v}\right)_s = -P
$$

$$
\left(\frac{\partial J}{\partial S}\right)_P = T \qquad \left(\frac{\partial J}{\partial P}\right)_S = v \tag{29}
$$

$$
\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V = -S \qquad \left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T = -P
$$

$$
\left(\frac{\partial \Phi}{\partial T}\right)_P = -S \qquad \left(\frac{\partial \Phi}{\partial P}\right)_T = V
$$

ифодаларни қайта ҳосил қиламиз. Булардан мос ҳолда эркин ўзгарувчилари (ҳолат параметрлари) бўйича иккинчи тартибли ҳосилалар олиб ва математикадаги Коши теоремасидан фойдаланиб қуйидаги система ҳолатини тавсифловчи катталиклар орасидаги боғланишлар аниқланади:

$$
\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_S = -\left(\frac{\partial P}{\partial S}\right)_v
$$

$$
\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_S = \left(\frac{\partial V}{\partial S}\right)_P \tag{30}
$$

$$
\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T = \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V
$$

$$
\left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_T = -\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P
$$

одатда (30) термодинамиканинг асосий дифференциал тенгламалари ёки Максвелл муносабатлари дейилади.

Амалда U ички энергия ва J энтальпияга қараганда F эркин энергия ва термодинамик потенциал Ф дан кўпроқ фойдаланилади. Буига сабаб U ва J ларга тажрибада аниқланиши қийин бўлган S киради. F ва Ф лар тажрибада аниқланиши осон бўлган V, P, T параметрлар билан ифодаланади.

Биз юқорида кўрдикки, U, J, F, Ф термодинамик функциялар ўзаро бир-бири билан

$$
\begin{aligned}
J &= U + Pv \\
F &= U - TS \\
\Phi &= F + PV
\end{aligned} \tag{31}
$$

$$\Phi = J - TS$$

боғланишга эга бўлиб, (29) ва (31) лардан фойдаланиб

$$U = F - T\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V \qquad U = J - P\left(\frac{\partial J}{\partial P}\right)_S$$

$$F = U - S\left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_V \qquad U = F + T\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V \qquad (32)$$

$$\Phi = F - V\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T \qquad F = \Phi - P\left(\frac{\partial \Phi}{\partial P}\right)_T$$

$$\Phi = J - S\left(\frac{\partial J}{\partial S}\right)_P \qquad J = \Phi - T\left(\frac{\partial \Phi}{\partial T}\right)_P$$

Гиббс-Гельмгольц номи билан аталувчи тенгламаларни ҳосил қилиш мумкин.

Термодинамик функциялардан бироргасини билиш билан системага хос ҳамма термодинамик катталиклар аниқланиши термодинамиканинг муҳим ютуғи ҳисоблаиади. Фақат идеал газ ва бошқа ҳолат тенгламалари маълум бўлган ҳоллар учун термодинамик функциялар аниқ бўлиб, қолган ҳолларда термодинамик функциялар тажриба ёки статистик усуллар ёрдамида топилади. Термодинамик муносабатлар ёрдамида эса ҳолат тенгламалари ва системага хос катталиклар аниқланади.

Асосий формулалар

Термодинамиканинг биринчи қонуни $dQ = dU + pdv$

Иссиқлик сиғим $c = \frac{dQ}{dT}$

Ўзгармас босимдаги ва ўзгармас $C_P = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_P$,

ҳажмдаги иссиқлик сиғимлар $C_V = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_V$

Идеал газ учун Майер тенгламаси $C_P - C_V = R$

Ҳажм кенгайишини термик коэффициенти $\alpha = \frac{1}{V}\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V$

Босимнинг термик коэффициенти	$\beta_V = \frac{1}{P}\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v$
Сиқилишнинг изотермик коэффициенти	$\gamma_T = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T$
Система энтальпияси	$J = U + PV$
Пуассон тенгламаси	$PV^{\gamma} = 0$
Изобарик жараёнда бажарилган иш	$A = P(V_2 - V_1)$
Изотермик жараёнда бажарилган иш	$A = RT\ln\frac{V_2}{V_1}$
Адиабатик жараёнда бажарилган иш	$A = C_v(T_1 - T_2)$
Иссиқлик машинасининг Ф.И.К.	$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$
Карно циклининг Ф.И.К.	$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$
Клаузиус тенгсизлиги	$\int \frac{dQ}{T} \leq 0$
Система энтропияси	$S = \int_0^T \frac{dQ}{T}$
Термодинамиканинг асосий тенгламаси	$TdS = dU + PdV$
Энтропия ва эҳтимоллик орасидаги богланиш (Больцман формуласи)	$S = k\ln W$
Нернст теоремаси	$\lim_{T \to 0} S = 0$
Энтальпия	$J = U + PV$
Эркин энергия	$F = U - TS$
Термодинамик потенциал	$\Phi = F + PV$
Гиббс-Гельмгольц тенгламаси	$U = F - T\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_v$

2.3. КИНЕТИКА ЭЛЕМЕНТЛАРИ

2.3.1. Мувозанатсиз ҳолат
2.3.2. Мувозанатсиз ҳолатлардаги жараёнлар
2.3.3. Иссиқлик ўтказувчанлик
2.3.4. Диффузия
2.3.5. Ички ишқаланиш
2.3.6. Мувозанатсиз термодинамика ва мувозанатсиз статистик физика асослари

“Иссиқлик – ҳаракатлантирувчи куч, аниқроғи ўз шаклини ўзгартирган кучдир, бунга жисм зарраларининг ҳаракатини мисол қилиб келтириш мумкин: ҳаракатлантирувчи куч қаерда йўқолган бўлса, ўша ерда худди шу йўқолган куч миқдорига тенг миқдорда иссиқлик пайдо бўлади. Аксинча иссиқлик йўқотилган пайтда ҳамма вақт ҳаракатлантирувчи куч пайдо бўлади.

Шундай қилиб, табиатда ҳаракатлантирувчи куч миқдори ўзгармайди: у янгидан пайдо бўлмайди ва бордан йўқ бўлмайди. Аслида у ўз шаклини ўзгартиради, яъни бир ҳаракат туридан бошқа турга айланади ва ҳеч қачон йўқ бўлмайди"

САДИ КАРНО, француз олими

2.3.1. Мувозанатсиз ҳолат

Мувозанатли ҳолатда системанинг макроскопик параметрлари вақт ўтиши билан ўзгармайди ва системада ҳеч қандай макроскопик ўзгаришлар бўлмайди. Системани бирор параметри вақт ўтиши билан ўзгарар экан ва бирор макроскопик ўзгаришлар юз берар экан унинг ҳолати ўзгаради. Системани ҳеч бўлмаганда биргина параметрининг ўзгариши ҳам унинг ҳолати ўзгаришига сабаб бўлади. Система ҳолатининг ўзгариши жараён дейилади. Системада жараён юз бераётган бўлса, албатта, унинг параметрлари вақт ўтиши билан ўзгараётганлигини билдиради. Масалан, ҳажм ўзгариши билан газ кенгайиши ёки қисилиш жараёни юз бераётганлигини кўрсатади. Бир стакан чойга бир дона қанд ташланса, қанд эрий бошлайди ва маълум вақт ўтгач эриш жараёни тўхтайди. Идишда бир жинсли эритма ҳосил бўлади. Бунда қанднинг эриши номувозанатли ҳолатни ифодалайди. Бундан кўринадики, ҳар қандай термодинамик система мувозанатли ва номувозанатли ҳолатда бўлиши мумкин. Мувозанат ҳолатдан четланган системада макроскопик жараёнлар тўхтамаган ва унга мос макропараметрларининг ўзгариб турувчи ҳолати номувозанатли ҳолат дейилади.

Системадаги жараёнлар шартли равишда мувозанатли ва номувозанатли жараёнларга бўлинади. Системанинг номувозанатли ҳолатидан мувозанатли ҳолатга ўтиши релаксация дейилади. Мувозанат ҳолатга ўтиш учун кетган вақт релаксация вақти дейилади.

Узлуксиз мувозанатли ҳолатлар кетма-кетлиги мувозатли жараённи ҳосил қилгани каби номувозанатли ҳолатларни узлуксиз кетма-кетлиги номувозанатли жараённи ҳосил қилади.

Мувозанатли ва номувозанатли жараёнлар учун муҳим бўлган нарса - бу температура, босим, зичликни биринчисида системанинг ҳамма ерида бир хил, иккинчисида ҳар хил бўлишидир. Номувозанатли жараёнга мисол қилиб газ тўлдирилган цилиндр ичидаги поршенни ҳаракатлантириб, газни қисиш жараёнини кўрсатиш мумкин. Жараён бошида дастлаб, поршень яқинидаги газ қатламларида қисилиш кузатилади. Бу қатламдаги газ босими бошқа қатламдаги газ босимидан фарқ қилиши табиийдир. Босим идишнинг ҳамма ерида бир хил бўлгунча поршень ҳаракатланиши натижасида унинг яқинидаги қатламлар босими яна ортади. Бу жараён дастлабки босимда поршенни цилиндрдаги газни охирги қисиш даражасига етгунча давом этади. Жараён давомида идишни турли жойларида босим турлича сақланади. Бу жараённи, яъни газнинг сиқилиш жараёни номувозанатли жараён эканлигини кўрсатади. Агар жараён тезлиги қанча катта бўлса, системадаги нотекислик ҳам шунча катта бўлади. Бу ерда поршеннинг ҳаракатланиш тезлиги қанча катта бўлса, поршенга яқин қатламлар билан ундан узоқдаги қатламдаги босимлар фарқи ҳам шунча катта бўлади. Худди шундай поршень ҳаракати қанча секин бўлса, идишнинг турли нуқталаридаги босимлар бир-бирига шунча яқин бўлади. Ҳар қандай реал жараён номувозанатли жараённинг маълум бир кўринишида ифодаланади. Номувозанатли жараённи жуда секинлик билан газни қисиш натижасида вақт $t \to \infty$, тезлик $\vartheta \to 0$ шартда идиш ичидаги ҳамма нуқталардаги босимни бир хиллигини таъминлаш мумкин бўлиб, мувозанатли жараён ҳосил қилинади. Бу билан мувозанатли жараён номувозанатли жараённинг $t \to \infty$, $\vartheta \to 0$ шартдаги чегаравий ҳоли бўлиб қолади. Шунинг учун ҳам жуда секинлик билан ўтувчи жараёнларни квазистатистик жараёнлар дейилади. Квазистатистик жараёнларда система параметерлари чексиз секин ўзгаради ва ҳар доим система мувозанатли ҳолатда қолади. Бундан кўринадики, жараён мувозанатли бўлиши учун жуда секинлик билан ўтиш керак экан. Аслида табиатда жуда секинлик билан ўтувчи жараённинг ўзи йўқлигидан бу абстракт идеаллаштирилган тушунчадир. Лекин ҳар ҳолда бунга яқин бўлган жараёнларни табиатда жуда кўп учратиш мумкин.

Умуман олганда табиатдаги ҳамма жараёнлар қайтмас жараёнлардир. Масалан, газлар диффузияси, иссиқлик ўтказувчанлик, турли температурали жисмлар туташтирилса иссиқликнинг биридан иккинчисига ўтиши, газларнинг бўшлиқда кенгайиши, ички ишқаланиш ва бошқалар. Бу жараёнлар ўз-ўзидан юз беради ва охир оқибат мувозанат ҳолат қарор топади. Бу жараёнларга тескари бўлган жараёнлар табиатда ўз-ўзидан рўй бермайди. Шунинг учун ҳам бундай жараён қайтмас жараён дейилади. Термодинамикада иккита муҳим хулоса постулат сифатида қабул қилинган:

а) Яккаланган система эртами-кечми мувозанат ҳолатга келади ва бу ҳолатдан ўз-ўзидан чиқиб кета олмайди.

б) Мувозанатли ҳолатнинг ҳамма ички параметрлари ташқи параметр ва температуранииг функциясидир.

Шундай эканлигидан мувозанатли ҳолатда ташқи параметр ва температуранинг (ташқи параметр ва энергия) берилиши билан система тўла аниқланган бўлади.

Номувозанатли ҳолатда системанинг ички параметрлари ташқи параметр ва температуранинг функцияси бўлмай қолади. Шунинг учун системанинг номувозанатли ҳолатини тавсифлаш учун ташқи параметр ва температурадан ташқари бир ёки бир неча (ички) параметрлар берилиши керак. Масалан, номувозанатли ҳолатдаги газни тавсифлаш учун ҳажм, температура (энергия) дан ташқари зичликнинг тақсимланиши, температурани тақсимланиши берилган бўлиши керак. Номувозанатли ҳолатни тавсифлашда макраскопик параметрлар орасидаги муиосабат система турли нуқталарининг координаталари ва вақтига ҳам боғлиқ бўлиб қолади. Умумий ҳолда номувозанатли жараёнлар учун ҳолат тенгламаси

$$F(p, v, т, x, y, z, t) = 0 \qquad (1)$$

кўриниишда бўлади. Номувозанатли ҳолатни муҳим хусусияти мувозанат ҳолатга ўтишга интилишидир. Номувозанатли жараённи мувозанатли жараёндан ажратувчи муҳим фарқи термодинамик параметрларнинг вақтга боғлиқлигидир. Бирор термодинамик катталик вақт ўтиши билан ўзгариб борсин. Бу катталикни ўзгариш тезлиги $\frac{dx}{dt}$ га тенг бўлиб, бу катталик релаксация вақтидаги қийматидан қанча кичик бўлса, жараён шунча секин юз бераётган бўлади:

$$\frac{dx}{dt} << \frac{d^1 x}{\tau}, (\tau < t)$$

Одатда бундай шартни қаноатлантирувчи жараёнлар мувозанатли жараёнлар дейилади. Агар катталикнинг ўзгариш тезлиги $\frac{dx}{.dt}$ релаксация вақтидаги қийматидан катта бўлса, яъни

$$\frac{dx}{dt} \geq \frac{d^1x}{\tau}(\tau \geq t)$$

шартни қаноатлаитирувчи жараёнлар иомувозанатли жараёнлар дейилади. Номувозанатли ҳолатдан мувозанатли ҳолатга ўтиш маълум қонуниятлар асосида амалга ошади. Мувозанатли ҳолатдан кичик четланишларда бирор термодинамик катталикни ўзгариш тезлиги уни мувозанат ҳолатдаги ва четланиладиган қийматлари айирмасига пропорционалдир:

$$\dot{\xi} = -\frac{1}{\tau}(\xi - \xi_0)$$

ξ - бирор термодинамик катталик.

ξ_0 - мувозанат ҳолатдаги қиймати.

τ - релаксация вақти.

Бу тенгламани ечими вақтга боғлиқ бўлган экспоненциал катталикка тенг:

$$\xi(t) = ce^{-\frac{t}{\tau}} + \xi_1$$

Номувозанатли жараёнларда термодинамик система ҳолатини ўзгаришида ҳар хил оқимлар иссиқлиқ, масса, импульс, электр зарядини олиб ўтиш билан тавсифланади. Ҳар қандай номувозанатли ҳолатда турли физик катталикларни градиенти мавжуд. Буни (1) тенглама ёрдамида келтириб чиқариш мумкин. Номувозанатли ҳолатдаги система мувозанатли ҳолатидан анча мураккаб бўлиб, бунда вақт бўйича ўзгарувчи жараёнлар билан иш кўрилади ва бу жараённи ўзгариши қанчалик тез ёки секин бориши текширилади. Бу масалаларни ўрганишда молекулаларнинг ўзаро таъсири ҳисобга олиниб, бу ўзаро таъсирларни чуқурроқ ўрганишга ҳаракат қилинади. Ҳар хил T_1, T_2 температурали жисм бир-бири билан бирлаштирилса, номувозанатли жараён юзага келади, иссиқлик биридан иккинчисига ўта бошлайди.

Бизни жараённинг бориш тезлиги, энергия қанчали эффектив узатилиши қизиқтирсин. Булар жисмнинг ички хусусиятига, яьни иссиқлик ўтказувчанлигига боғлиқдир. Ҳақиқатдан мис пўлатдан иссиқлик ўтказувчанлиги билан фарқ қилади. Бунда мувозанатсиз жараёнлар назариясининг мақсади иссиқлик ўтка-

ўтказувчанликни аниқ ифодалаш ва уни ҳисоблаб топишдир. Қайтмас жараёнлар термодинамикасининг асосий масаласи ва мазмуни ҳам мувозанатсиз жараёнларни ўрганишдир. Номувозанатли жараёнларни ўрганишда қайтмас жараёнлар термодинамикаси табиат қонунларига асосланади, яьни сақланиш қонунлари энергия, масса, заряд, ҳаракат миқдорининг сақланиш қонуларидан фойдаланилади. Табиатдаги жараёнлар мувозанатли ва номувозанатсиз жараёнларга бўлингани каби қайтувчан ва қайтмас жараёнларга ажралади. Термодинамиканинг иккинчи қонунига асосан табиатдаги жараёнларни қайтувчан ва қайтмас жараёнларга ажралишини кўрсатиш мумкин. Худди шундай яккаланган системаларда мувозанатлик шартини термодинамиканинг иккинчи қонунига асосан қуйидагича изоҳлаш мумкин. Термодинамиканинг иккинчи қонунга асосан система энтропияси

$$ds \geq 0$$

дан ds=0 шарт мувозанатли ҳолат учун, ds>0 номувозанатли ҳолат учун ўринлидир. Шунинг учун ҳам мувозанатли ҳолатдаги яккаланган система энтропияси

$$S=S_{max},\ dS=0,\ d^2S<0$$

эканлигини кўриш мумкин. Бу мувозанатли ҳолатда энтропия максимумга эришишни кўрсатади.

Икки қисмдан иборат яккаланган мувозанатли система берилган бўлсин. Система энтропияси аддитив (система энтропияси унииг қисмлари энтропиялари йиғиндисига тенг) катталик эканлигидан

$$S=S_1+S_2 \qquad (a)$$

ёки

$$dS=dS_1+dS_2=0$$

га тенг бўлади.

$$Tds = dU + Pdv$$

Тенгламани

$$dS = \frac{1}{T}dU + \frac{P}{T}dv$$

деб ёзамиз ва уни ҳар бир системачалар учун

$$dS_1^1 = \frac{1}{T_1}dU_1 + \frac{P_1}{T_1}dV_1$$

$$dS_2^1 = \frac{1}{T_2}dU_2 + \frac{P_2}{T_2}dV_2$$

ларни ҳосил қиламиз. Буларни ҳисобга олиб,(а) формулани

$$dS = \frac{1}{T_1}dU_1 + \frac{P_2}{P_1}dV_1 + \frac{1}{T_2}dV_2 + \frac{P_2}{T_2}dV_2 = 0 \qquad (6)$$

деб ёзиш мумкин.

Умуман система ҳажми ва ички энергияси ўзгармас экан биринчи системанинг ҳажми ва ички энергиясининг ўзгариши, иккинчи система ҳажм ва ички энергияси ўзгариши ҳисобига бўлади. Яъни dV_1=-dV_2, dU_1=-dU_2. Буларни ҳисобга олиб, (6) формулани қуйидагича ёзамиз:

$$\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)dU + \left(\frac{P_1}{T_1} - \frac{P_2}{T_2}\right)dV = 0$$

U ва V лар бир-бирига боғлиқ бўлмаган ўзгарувчан катталиклар десак, математика курсидан маълумки, тенглик ўринли бўлиши учун dU,dV олдидаги коэффициентларнинг ҳар бири нолга тенг бўлиши керак, яъни

$$\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} = 0\ , \qquad \frac{P_1}{T_1} - \frac{P_2}{T_2} = 0$$

Биринчисидан $T_1 = T_2$, иккиичисидан $P_1 = P_2$ эканлиги келиб чиқади.

Демак, яккаланган системалардаги мувозанат ҳолатда унинг ҳамма қисмида температура ва босим бир хил бўлар экан. Бу хулоса босим ва температурани ҳамма ерда бир хил бўлиши мувозанат ҳолатнинг умумий шартини ифодалайди.

Энди система ташқи муҳит билан бирор таъсирга эга бўлсин дейлик. Бундай системанинг мувозанатлик шартлари ташқи таъсирга боғлиқ бўлиб, қуйидаги ҳоллар бўлиши мумкин.

1. Система ташқи муҳит билан иссиқлик алмашиниши мумкин. Бунда система ҳажми ва энтропияси ўзгармайди.

2. Система ташқи муҳит билан иш ва иссиқлик алмашиниши мумкин. Бунда система босими ва энтропияси ўзгармайди: p=const, S=const .

3. Система ташқи муҳит билан иссиқлик алмашиниши мумкин. Бундай системаларда ҳажм ва температура ўзгармайди: V=const,T=const.

4. Система ташки муҳит билан иш ва иссиқлик алмашиниши мумкин бўлиб, системада босим ва температура ўзгармайди, p=const,T=const

Бу ҳолларни ҳар бирида мувозанатлик рўй бериши учун $TdS \geq dU+pdV$ тенгламадан фойдаланиб биринчи ҳол учун $dU \leq 0$, иккинчи ҳол учун $dJ \leq 0$, учиичи ҳол учун $dF \leq 0$, тўртинчи ҳол учун $d\Phi \leq 0$ эканлигини топамиз. Булардан кўринадики, мувозанат ҳолат учун биринчи шартда ички энергия U, иккинчисида энтальпия J, учинчисида эркин энергия F, тўртинчисида термодинамик потенциал Ф минимум қийматга эга бўлар экан.

2.3.2. Мувозанатсиз ҳолатлардаги жараёнлар

Максвеллиинг молекулалар тезликлари бўйича тақсимланиш қонунига бўйсунувчи хаотик ҳаракат ҳолати мувозанатли ҳолат ҳисобланади. Демак, ҳар қандай мувозанатли ҳолат хаотикликнинг бузилиши ёки Максвеллнииг молекулаларни тезликлар бўйича тақсимланиш қонунининг бузилиши билан белгиланади. Бундай молекулалардаги Максвелл тақсимланишини, яъни мувозанатли ҳолатни юзага келтирувчи сабаб молекулаларнинг тўқнашувидир.

Молекулаларнинг тўқнашуви улар ўзаро таъсирлари натижасидир. Реал газ молекулалари ўзаро таъсирга эга. Бу ўзаро таъсир умуман олганда жуда мураккаб бўлади. Молекуланинг ҳаракат йўналиши бошқа молекулалар таъсирида ўзгариши молекулаларнинг тўқнашуви дейилади. Баъзан тўқнашиш натижасида молекулаларнинг ҳаракат йўналишииинг ўзгариши сочилиш дейилади.

Молекулаларнинг тўқнашишига кўпол ҳолда биллиард шарларининг тўқнашишларини мисол қилиш мумкин.

Дастлаб Бернули молекулаларни идеал эластик шарча деб қараш ғоясини илгари сурган эди. Молекулалар бундай тўқнашишларида қаттиқ эластик шарча деб қаралади. Бир хил иккита шар тўқнашганда уларнинг марказлари 2 r га тенг масофага яқинлашади. Бунда r - молекула радиуси. Молекулалар тўқнашганда улар марказлари яқинлашадиган энг қисқа масофа молекуланинг эффектив диаметри дейилади. $\sigma = \pi d^2$ - катталик молекуланинг эффектив кесими дейилади.

Молекулаларни тўқнашиш жараёнида муҳим бўлган ўртача эркин югуриш йўли ва вақт бирлигидаги ўртача тўқнашишлар сони деб аталувчи катталиклар билан танишайлик. Молекулаларни кетма-кет тўқнашишлар оралиғида босиб ўтган масофаси унинг эркин югуриш йўли дейилади. Молекулалар сони етарли катта ва вақт бирлигидаги тўқнашишлар сони ҳам етарли катта бўлишлиги эркин югуриш йўлининг ўртачаси ҳамда вақт бирлигидаги тўқнашишларнинг ўртачаси тушунчаларини қўллашга олиб келади. Молекуланинг бошқа молекула билан тўқнашмай ℓ масофани босиб ўтиш эҳтимоли

$$w(\ell) = e^{-\ell/\lambda} \qquad (1)$$

га тенгдир. формулага асосан ℓ ортган сари тўқнашмай ўтиш эҳтимоли экспоненциал равишда камаяди. Бунда λ - молекулани бир тўқнашишдан иккинчи тўқнашишгача босиб ўтган ўртача эркин югуриш йўли. Тўқнашмай ўтиш масофаси ℓ ўртача эркин югуриш йўли λ га тенг, яъни $\ell = \lambda$ бўлганда $w = \frac{1}{e}$ бўлади. Бундай молекулаларни тақрибан $\frac{1}{e} \approx \frac{1}{3}$ қисмигина λ га нисбатан узунроқ йўлни тўқнашмай ўтади деган хулоса келиб чиқади. Ҳақиқатан ҳам, агар молекула ℓ масофани босиб ўтишда dN та молекула билан тўқнашади дейлик, $\frac{dN}{N}$ тўқнашган молекулалар жами молекулаларнинг қанча қисмини ташкил қилиши, улушини беради. Бошқача айтганда, бу тўқнашиш эҳтимоллигини беради. Бу эҳтимоллик $d\ell$ соҳага пропорционал ва пропорционаллик коэффициенти $\frac{1}{\lambda}$ га тенг деб,

$$\frac{dN}{N} = -\frac{1}{\lambda} d\ell \qquad (2)$$

ёза оламиз. “–” ишора эҳтимоллик ортган сари тўқнашувчи молекулалар сони камайишини кўрсатади. Натижада юқоридаги формуладан (1) формулани ҳосил қилиш мумкин бўлади. Молекула вақт бирлиги ичида сон жиҳатдан ўртача тезлиги тенг масофани, яъни $\overline{\vartheta}$ га тенг масофани босиб ўтади. Бу масофани босиб ўтишда, яъни вақт бирлигидаги молекуланинг урилишлар сони **z** га тенг бўлсин. У ҳолда Максвелл кўрсатгандек молекулаларнинг иккита тўқнашиш оралиғида ўртача эркин югуриш йўли қуйидагича бўлади:

$$\overline{\lambda} = \frac{\overline{\vartheta}}{\overline{Z}} \qquad (3)$$

Дастлаб, битта молекула ҳаракатда, қолганлари тинч деб ҳисоблайлик. Бу молекула бир секунд ичида $\overline{\vartheta}$ ўртача тезликка тенг масофадаги молекулалар билан тўқнашади. Бошқача айтганда, бу молекула асосининг юзи $\sigma=\pi d^2$ га тенг ва узунлиги $\overline{\vartheta}$ бўлган цилиндрнинг $\overline{\sigma}\overline{\vartheta}$ ҳажмидаги молекулалар билан тўқнашади. Агар n - ҳажм бирлигидаги молекулалар сони бўлса, цилиндр ичидаги молекулалар сони $\sigma\ \overline{\vartheta}\ n$ га тенгдир. Шунинг учун молекулани цилиндр ҳажмидаги бошқа молекулалар билан тўқнашишлар сони ҳам айнан

$$Z = \sigma\ \overline{\vartheta\ \ n} \qquad (4)$$

га теиг бўлади. (4)ни (3) га қўйиб:

$$\lambda = \frac{1}{\sigma} \frac{1}{n} \qquad (5)$$

ни ҳосил қиламиз. Биз молекула ҳаракатда бошқа молекулалар ҳаракатсиз деб қарадик. Аслида ҳамма молекулалар ҳаракатда бўлади. Буни ҳисобга олиш учун молекулаларни ҳаракатсиз молекулаларга нисбатан тезлиги (мутлақ тезлиги) эмас ҳаракатда деб олинган молекулаларга нисбатан ҳисобланувчи (нисбий тезлиги)дан фойдаланиш керак. Максвеллнинг молекулаларни тезликлар бўйича тақсимланиш қонунидан $\vartheta_{н} = \sqrt{2}\bar{\vartheta}$ га тенглигини кўрсатиш мумкин. Бундан фойдаланиб (4)ни

$$Z = \sqrt{2}\,\sigma\,\bar{\vartheta}\,n \qquad (6)$$

кўринишда ёзамиз. У ҳолда λ учун

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}\,\sigma n} \qquad (7)$$

ифодани ҳосил қиламиз.

Бизга маълумки, p=nkT буни ҳисобга олиб (7) ифодани шундай ёзиш мумкин:

$$\lambda = \frac{kT}{\sqrt{2}\sigma P} \qquad (8)$$

(8) га асосан ўртача эркин югуриш йўли босимига тескари пропорционал бўлиб, босим камайиши билан ўртача эркин югуриш йўли ортишини кўрсатади.

Умуман газнинг оддий шароитдаги (1 атм босим ва 273,15 К температурада) зичлигидан кичик бўлган газ ҳолати вакуум дейилади. Формуладан ўртача эркин югуриш йўлининг температурага боғлиқлиги кўриниб турса-да, бу боғланиш температура қанча юқори бўлса молекулалар бир-бири билан тўқнашганда шунча яқин келади ва уларни эффектив кесими шунча кичик бўлиши билан тушунтирилади. Температура ортиши билан эффектив кесим камаяди деб ҳисоблаб, улар орасидаги боғланиш

$$\sigma = \sigma_0\sqrt{1 + \frac{c}{T}}$$

муносабат билан ифодаланишини Сезерленд аниқлаган. Бу ерда С-Сезерленд доимийлиги дейилади. Бу доимийлик температура ўлчамлигидаги катталик бўлиб тажрибадан аниқланади. σ температура $t \to \infty$ даги эффектив кесимдир. Агар молекулалар учун $d = 10^{-10}$ М га тенг деб олинса, оддий шароитда (7) формуладан ўртача эркин югуриш йўли $\lambda = 10^{-8}$ м ларга тенг бўлишлигини кўриш мумкин. Худди шундай (3) формулага асосан молекулалар оддий шароитда $\approx 10^3\, м/с$ тезликка эга бўлади, десак урилишлар сони $(10^3/10^{-8}) \sim 10^{11}$ атрофида бўлишига ишонч ҳосил қилинади. Мувозантсиз ҳолатнинг мувозанатли ҳолатга ўз-

ўзидан ўтишга интилишига сабаб молекулалар тартибсиз ҳаракати, яъни уларнинг тўқнашувларидир. Мувозанатсиз ҳолатдаги газ температураси, зичлиги ва молекулаларнинг ўртача тезлиги ҳамма жойда ҳар хил бўлади. Тартибсиз ҳаракат натижасида Максвелл тақсимланишининг қарор топишида энергия, масса ва импульслар маълум йўналиш бўйича кўчиши юз беради. Одатда газдаги энергия, масса ва инпульснинг кўчиши билан боғлиқ бўлган ҳодисалар кўчиш ҳодисалари дейилади.

Мувозанатсиз ҳолатдаги жараёнларни ўрганувчи физикани бўлими физик кинетига дейилади. Статистик физика фақат мувозанатли ҳолатларнигина ўрганади. Номувозанатли ҳолатдаги жараёнларда биринчидан молекулаларнинг температураси катта жойдан температураси кичик бўлган жойга ҳаракатланиши кузатилади. Бунда газлардан энергияси катта бўлган жойдан энергияси кичик бўлган жойга энергиянинг кўчиши юз беради. Одатда бундай ҳодисалар иссиқлик ўтказувчанлик дейилади. Газнинг иссиқроқ қисмидаги "тез" молекулалар совуқроқ томонга ҳаракатланар экан "совуқ" молекулалар ҳам иссиқрок томонга қараб силжийди. Натижада идишдаги ҳажм бирлигида зарралар сони ҳамма ерда бир бўлади. Иккинчидан хатто бир температурада ҳам икки хил газ қўшилса концентрация (ҳажм бирлигидаги молекулалар сони) катта бўлган соҳадан молекулалар сони кичик бўлган соҳага молекуларнинг силжиши юз беради. Ҳамма жойда концентрация бир хил бўлгунча, молекулаларнинг кўчиши, яъни масса кўчиш ҳодисаси диффузия дейилади.

Учинчидан газнинг стационар ҳаракатида унинг бирор қисмига бошқа қўшни қисмлардан, фарқли тезликка эга бўлган "оқим тезлиги" билан таъсир кўрсатилиши мумкин. Бу таъсир тезлиги катта бўлган қисмлардан тезлиги кичик бўлган қисмларга тезлик берилиши (импульснинг узатилиши), яъни ҳаракат микдорининг кўчиши билан юз беради. Бундай ҳодисаларга ички ишқаланиш дейилади. Бу ҳодисаларда газ температураси, концентрация, оқим тезлиги ҳамма жойда бир хил бўлгунча иссиқлик ўтказувчанлик, диффузия, ишқаланиш давом этади. Демак, иссиқлик ўтказувчанлик - энергиянинг, диффузия - массанинг, ички ишқаланиш - импульснинг кўчиши туфайли юз берар экан.

2.3.3. Иссиқлик ўтказувчанлик

Газ темиератураси турлича бўлган кисмларда энергиянинг бир жойдан иккинчи жойга ўтиши, яъни иссиқликнинг бир жойдан иккинчи жойга оқиши юз беради. Бошқача айтганда, газнинг температуралар фарқи бўлган жойида иссиқлик оқими ҳосил бўлади. Иссиқлик оқими, деб вақт бирлигида иссиқлик оқишига тик юза бирлигидан ўтаётган иссиқлик микдорига айтилади. Иссиқлик оқимининг йўналиши температура пасайиши томон йўналган бўлади.

Фараз қилайлик, газнинг маълум х йўналиши бўйлаб температураси ўзгариб борсин. х нинг dx ўзгаришига температуранинг dT ўзгариши мос келса, $\frac{\partial T}{\partial X}$ катталикка температура градиенти дейилади. Температураси T_1 қатламдан T_2 температурали қатламга ўтишда температура ўзгариши $\Delta T = T_1 - T_2$ бўлса, бу қатламлар оралиғини бирор λ катталик билан белгиласак, температура градиенти қуйидагига тенг бўлади:

$$\frac{dT}{dx} = \frac{dT}{\lambda}$$

Температура градиентининг маъносига кўра турли соҳага турлича $\frac{dT}{dx}$ мос келади.

Дастлаб, иссиқлик ўтказувчанлик назариясига асос солган Фурье номи билан аталувчи

$$Q = -\xi \frac{dT}{dx} \qquad (1)$$

формула тажриба асосида аниқланган. Иссиқлик ўтказувчанлик жараёни газ, суюқ, қаттиқ жисмларда намоён бўлади. Бунда Q- вақт бирлигида юза бирлигидан ўтаётган иссиқлик микдори, ξ - иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти « - » ишораси оқим йўналиши температура пасайиши томонига қараб йўналганлигини билдиради. Газнинг X йўналишига тик бирор сирт берилган бўлсин. Бу сирт газни иккига ажратади. Сиртнинг бирлик юзидан вақт бирлигида ўнгдан чапга ўтувчи молекулалар

$Z = n\vartheta$ га тенг бўлади. Бунда n - ҳажм бирлигидаги молекулалар сони, ϑ - молекулалар тезлиги.

Юқоридаги формулада молекулаларнинг фақат фазонинг X йўналишидаги сиртда ўнгдан чапга ўтаётганларигина ҳисобга олинган, холос. Молекулаларнинг ўртача кинетик энергияси E га тенг дейлик. Молекулаларнинг ўнг томонга кетаётганлари кинетик энергияси E + dE, чап томонга кетаётган молекулалар кинетик энергияси E - dE га тенг бўлсин. Сиртнинг вақт бирлиги ичида юз бирлигидаги ўтаётган энергия оқимининг ўзгариши, яьни натижали оқимнинг чапдан ўнгга ва ўнгдан чапга кетаётган молекулалар айирмасини ҳосил қилади:

$$Q = \frac{1}{6}n\vartheta(E - \Delta E) - \frac{1}{6}n\vartheta(E + \Delta E) = -\frac{1}{3}n\vartheta\Delta E \qquad (3)$$

Сиртнинг бир томонидан иккинчи томонига E катталик олиб ўтилсин. Умуман E сифатида ихтиёрий катталикни олиш мумкин. Газнинг сиртга параллел кенглиги λ га (ўртача эркин югуриш йўлига) тенг қатламларга ажратамиз. Температура градиенти каби бир-бирлик масофа ўзгаришига мос энергия ўзгариши

$$\frac{\Delta E}{\lambda} = \frac{dE}{dX} \qquad (4)$$

бўлади.

(4) ни (3) га қўйиб,

$$Q = -\frac{1}{3}n\vartheta\Delta E = -\frac{1}{3}n\vartheta\lambda\frac{dE}{dx} \qquad (5)$$

ни ҳосил қиламиз. Ёзиш мумкин

$$\frac{dE}{dx} = \frac{dE}{dT}\cdot\frac{dT}{dx}$$

Буни ҳисобга олиб(5) ни ёзамиз:

$$Q = -\frac{1}{3}n\vartheta\lambda\frac{dE}{dT}\frac{dT}{dx} \qquad (6)$$

nE ҳажм бирлигидаги газнииг тўла энергияси, $n\dfrac{dE}{dT}$ температурани бир бирликда орттиришда бирлик ҳажмдаги энергия ўзгариши, яьни бирлик ҳажмдаги иссиқлик сиғимдир. У ҳолда

$$n\frac{dE}{dT}=\frac{c}{v}=\frac{c}{m}\cdot\frac{m}{v}=c_1\cdot\rho$$

Бунда С–бирлик массага тўғри келган иссиқлик сиғим. Буни (6) формулага қўйиб ,

$$Q=-\frac{1}{3}\vartheta\lambda c_1\cdot\rho\frac{dT}{dx} \qquad (7)$$

(7)ни (I) формула билан таққослаб

$$\xi=\frac{1}{3}\vartheta\cdot C\cdot\lambda\cdot\rho \qquad (8)$$

ни ҳосил қиламиз. Ёки

$$\xi=\frac{1}{3}m\ n\ c\ \vartheta\ \lambda \qquad (9)$$

шаклда ҳам ифодалаш мумкин.

(9) дан кўринадики, иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти босимга боғлиқ эмас. Формулага кирувчи ҳажм бирлигидаги молекулалар сони n босимга тўғри, ўртача эркин югуриш йўли λ босимга тескари иропорционал бўлишлиги иссиқлик ўтказувчанликнинг босимга боғлиқ бўлмаслигига олиб келади. $\rho=\frac{Mp}{RT}$ га асосан $\rho\sim p$, $\lambda=\frac{kT}{\sqrt{2}\delta p}$ га асосан $\lambda=\frac{1}{p}$ эканига ишонч ҳосил қиламиз. Иссиқлик ўтказувчанликни босимга боғлиқ бўлмаслиги ғайри оддий нарса бўлиб кўринса-да, баъзан буни Максвелл парадокси дейилади. Тажриба ҳам буни тўғрилигини тасдиқлайди. Иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентининг температурага боғлиқлиги

$\left(\frac{1}{2}m\vartheta^2=\frac{3}{2}kT \text{ дан}\right)$ $\vartheta\sim\sqrt{T}$ га асосан $\sqrt{T}$ га пропорционал бўлиши керак, деб ҳисобланади.

2.3.4. Диффузия

Молекулаларнинг молекуляр-иссиқлик ҳаракати натижасида диффузия деб аталувчи ҳодисалар табиатда кенг тарқалгандир. Диффузия деб икки хил модданинг молекулалари хаотик (тартибсиз) ҳаракат натижасида бир-бири билан аралашиб кетишига айтилади. Диффузия ҳодисаси нисбатан газларда суюқлик ва қаттиқ жисмларга қараганда тез бўлади.

Кундалик ҳаётда ҳам бунга ишонч ҳосил қилиш мумкин. Ёнингизга бирор киши келиши билан ундаги атир ҳидини тезда сезасиз. Бирор идишдаги сувга бир томчи сиёҳ томизилса аста-секинлик билан тарқала бошлайди ва бутун идишга тарқалгунча маълум вақт кетади. Иккита маълум кўрғошин парчасини бир-бирининг устига қўйиб, бирор юк остига бир неча кун қўйилса уларни ажратиш учун куч ишлатиш кераклиги диффузияга мисол бўлади. Буларнинг ҳаммасида қам диффузия маълум даражада секинлик билан боришига сабаб молекулаларнинг тўқнашувларидир.

Биз юқорида кўрганимиздек, молекулалар бир секунд ичида миллиард марта тўқнашар экан, шунча марта ўз йўлини ўзгартиради. Молекулалар бу вақт ичида ўз ўрнидан узоқ бора олмайди, гарчи улар бир неча метр масофага ўтса ҳам. Суюқликларда ҳажм бирлигидаги молекулалар сони газга қараганда кўп (қаттиқ жисмларда эса яна ҳам катта бўлиши равшан) ва тўқнашишлар сони ҳам катта. Натижада бу жисмларда диффузия ҳам секинлик билан юз беради. Диффузия ҳажм бирлигидаги молекулалар сони катта бўлган жойдан молекулалар сони кичик бўлган жойга молекулаларнинг кўчиши билан содир бўлади. Бу жараён ҳамма жойда концентрация (ҳажм бирлигидаги молекулалар соии) бир хил бўлмагунча давом этади. Идиш бир хил газ билан тўлдирилган бўлса ва концентратцияси ҳамма жойда бир хил бўлмаса, бу газнинг ўзида ҳам диффузия ҳосил бўлишига олиб келади. Одатда бундай ҳодиса ўздиффузия дейилади. Диффузия таъсирида, яъни концентрациялар фарқи натижасида молекулаларни бир жойдан иккинчи жойга кўчиши диффузиои оқимии ҳосил қилади. Диффузия ҳодисасини немис физиги Фик тажрибада аниқлаган. Буидай ҳодисалар

$$M = -D\frac{d\rho}{dx} \qquad (1)$$

формула билан ифодаланувчи қонуниятга бўйсунади. Бу қонунга асосан диффузион оқим, яьни вақт бирлигида юза бирлигидан ўтган модда миқдори зичлик градиентига пропорционалдир. Бунда D диффузия коэффициенти дейилади. M - оқим йўналишига тик юза бирлигидан вақт бирлигида ўтган модда миқдори. $\frac{d\rho}{dx}$ зичлик градиенти. Формуладан кўринадики, диффузия коэффициентининг маъноси зичлик градиенти бир бирликка тенг бўлгандаги диффузион оқимга тенг бўлган катталикдир. Кўпинча диффузион оқим юза бирлигидан вақт бирлигида ўтган молекулалар сони билан ҳам аниқланади. Бу ҳолда (1) формула

$$M = -D\frac{dn}{dx} \tag{2}$$

кўринишга келади. (-) ишораси диффузион оқим концентрация камайиши томон йўналганлигини билдиради.

Энди диффузия ҳодисасини молекуляр-кинетик назария асосида тушунтирайлик. Юқорида кўрганимиздек, газ тўлдирилган идишни оқим йўналишига тик сирт билан ажратайлик. Молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати туфайли бу сиртнинг юза бирлигидан бир секундда бир томонга ўтаётган молекулалар сони (I/6) n ϑ га тенг бўлади. Бунда n-ҳажм бирлигидаги молекулалар сони, ϑ молекулаларни ўртача тезлиги.

Биз бу ифодани ёзишда ҳамма молекулалар тезликлари бир хил ва иссиқлик ҳаракати натижасида молекулалар учта йўналиш бўйича текис тақсимланган деб олдик. Юқоридаги ифода бу йўналишлардан биттасига тик жойлаштирилган сиртни бир томонга, масалан, ўнг томонга ўтаётган молекулар сонидир. Агар молекулалар сони оқим йўналишида dn га ўзгариб борса, яъни n $\pm \frac{dn}{dx}\bar{\lambda}$ га тенг (оқим йўналишидаги газни сиртга параллел λ га тенг қатламларга ажратилган) бўлса сиртнинг юза бирлигидан вақт бирлигида чапдан ўнгга ўтаётган молекулалар $\frac{1}{6}\vartheta\left(n - \frac{dn}{dx}\bar{\lambda}\right)$ га тенг, ўнгдан чапга ўтаётган молекулалар $\frac{1}{6}\vartheta\left(n + \frac{dn}{dx}\lambda\right)$ га тенг бўлади. Натижали оқимни

$$N = \frac{1}{6}\vartheta\left(n - \frac{dn}{dx}\lambda\right) - \frac{1}{6}\vartheta\left(n + \frac{dn}{dx}\lambda\right) = -\frac{1}{3}\vartheta\lambda\frac{dn}{dx} \tag{3}$$

катталик билан ифодаловчи молекулалар хосил килади. Буни (2) билан таккослаб

$$D = \frac{1}{3}\vartheta\lambda \tag{4}$$

ни хосил киламиз. (3) ни хар икки томонини m га кўпайтириб

$$M = N \cdot m = -\frac{1}{3} m\vartheta\lambda \frac{dn}{dx} \tag{5}$$

кўринишида ёза оламиз. Бу диффузион оким натижасида олиб ўтилган модда микдоридир. (4) ифодадан диффузия коэффициентининг молекулалар тезлиги ва ўртача эркин югуриш йўлига боғликлилиги кўринади. Эйнштейн броун харакатидан фойдаланиб, суюкликлар диффузияси учун диффузия коэффициенти

$$D = \frac{kT}{6\pi\eta r} \tag{6}$$

бўлинишини аниклади. Бунда η - ёпишкоклик коэффициенти, k - Больцман доимийси. T - мутлак температура, r –диффузияланувчи молекулалар эффектив радиуси. Френкель аниклаган суюкликлардаги диффузия коэффициенти

$$D = \frac{d^2}{6\tau} \tag{7}$$

формула билан топилади. Бунда d-икки кўшни мувозанат холат орасидаги ўртача масофа (тахминан $\sim 10^{-10}$ м га тенг) τ - релаксация вакти. Френкель фикрича “Суюк жисмларда зарралар бир хил мувозанат холатларда хамиша ўтрок бўлиб колмай, балки вакти вакти билан бир холатдан иккинчи кўшни холатга сакраб ўтиб туради, бу вакт τ, яъни бирор холатда ўтрок бўлиб туриш вакти суюкликнинг температураси канча паст бўлса, шунча каттарок бўлади. Температура ортиши билан τ жуда тез камаядн, паст температураларда эса у анча катта кийматларга эришиши мумкин.

Баъзи хисоблашлар газ молекулаларнning массаси ва ўлчамлари хар хил бўлганда диффузия коэффициенти

$$D = B\sqrt{\frac{T}{m}\cdot\frac{1}{\delta^2 n}}, \qquad D = \frac{kT}{nm\delta^2\pi\delta} \qquad (8)$$

формула билан ифодаланишини кўрсатади. Бунда B- ўзгармас катталик, $m = \frac{m_1\, m_2}{m_1 + m_2}$ молекулаларнинг келтирилган массаси, $\delta = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2}$ молекулалар ўртача эффектив кесими, ϑ- ўртача нисбий тезлик, k- Больцман доимийси. T- мутлақ температура, n- ҳажм бирлигидаги молекулалар сони.

(4) формулага асосан, биринчидан, ўртача эркин югуриш йўли босимга тескари пропорционал бўлганлигидан диффузия коэффициенти ҳам босимга тескари пропорционал бўлишлиги келиб чиқади. Яъни $\lambda \sim \frac{1}{p}$ бундан $D \sim \frac{1}{p}$ бўлади. Иккинчидан, $\vartheta \sim \sqrt{T}$ эканлигидан $D \sim \sqrt{T}$ бўлиши келиб чиқади, яъни диффузия коэффициенти температурадан чиқарилган квадрат илдизга тўғри пропорционал экан. Диффузия коэффициенти оддий шароитларда баъзи газлар учун $\lambda \approx 10^{-8}$ м ва $\vartheta = 10^2$м/с лар атрофида десак, $D = \frac{1}{3}\lambda\vartheta = 10^{-5}\, м^2/с$ га тенг бўлади.

Суюқликларда диффузия коэффициенти газларга қараганда 10^5 марта кичик бўлади. Қаттиқ жисмларнинг диффузия коэффициентлари эса суюқликларга қараганда 10^6 марта кичик бўлиб, бу диффузия ҳодисасини қаттиқ жисмларда ниҳоятда секин бўлишлигини кўрсатади.

Диффузия табиатда кенг тарқалган ҳодисадир. Идиш икки хил газ билан тўлдирилган. Газлар бир жинсли аралашма ҳосил қилган бўлсин. Идишнинг икки томонини турли температурада сақлаб турайлик. Бундай ҳолда газнинг бир томони бўйлаб оқимлар юзага келади. Бошқача айтганда, молекулаларнинг баъзилари иссиқроқ томонга, баъзилари совуқроқ томон ҳаракати вужудга келади. Идишда турли томонга қараб йўналган диффузион оқимларнинг юзага келиши термодиффузия дейилади.

Бунда газ молекулаларининг массалари бир хил, лекин ҳар хил ўлчамли бўлса, катта молекулалар совуқ, кичиклари иссиқ томонга ҳаракатланади.

Молекулалар ўлчамлари бир хил, массалари ҳар хил бўлганда массалари катталар совуқ томонга, кичиклари иссиқ томонга ҳаракатланади. Термодиффузияни ҳам температура градиенти ҳосил қилади, деб ҳисоблаш мумкин. Бунда температура градиентини молекулалар тўқнашуви ҳосил қилади, температура градиенти термодиффузия ҳосил қилади, деб қаралади. Термодиффузияни тажрибада Чепмен ва Дутсонлар кузатган. Энгког ва Чепменлар 1917 йили термодиффузия назариясининг қатъий исботини яратишди. Диффузия ҳодисаси одамзод ва ўсимликлар дунёсида ҳам муҳим аҳамиятга эга. Масалан, ўсимлик оламидаги ҳар бир дарахт ўзига керакли моддаларни илдизлари томонидан диффузияланиши туфайли қабул қилиб олади. Одамзод ҳам овқатланиш билан ўзига керакли моддаларни ҳазм қилиш органлари томонидан диффузияланиши билан қабул қилиб олади.

Дастлаб, диффузия ҳодисасини 1870 йили немис олими Лошмидт тажрибалар асосида кузатган ва диффузия коэффициентининг ўлчаш усулини тавсия этган. Бу усулга асосан узунлиги 0,5 м ва диаметри 2,5 см бўлган шиша найлар жўмрак ёрдамида бир-бирига бириктирилган. Бу шиша найлардан бири водород гази билан тўлдирилган. Бу шиша найлар вертикал ҳолда енгил газ юқорида огирроғи пастда (карбонат ангидрид пастки шиша найда) бўлган ҳолатда ушлаб турилган. Бунга сабаб оғирлик кучи таъсирида диффузия тезлашмаслиги керак. Жўмракнинг очилиши билан газлар диффузия натижасида биридан иккинчисига ўта бошлайди. Маълум бир вақт ўтгач диффузия вақти ўлчанади. Аралашма таркиби ҳам ўлчанади. Идиш ўлчамликларини билган ҳолда маълум формулалар ёрдамида диффузия коэффициентини аниқлаш мумкин бўлади.

2.3.5. Ички ишқаланиш

Газ ва суюқликларда ички ишқаланиши муҳим аҳамиятга эга. Қаттиқ жисмларда ички ишқаланиш сирпаниш-ишқаланишдан иборат бўлиб қолади. Ички ишқаланиш кундалик турмушда ҳам кўп учрайдиган ҳодисадир. Масалан, ёнингизда бирор машина ўтиб кетаётган бўлса, сиз билан машина орасидаги ҳаво молекулаларининг қатламлари орқали сизга машина ҳаракати йўналишида енгил куч таъсир қилади. Бу ички ишқаланиш кучининг натижасидир. Ички ишқаланиш таъсирида газ қатламларининг тезликлари тенглашишга ҳаракат қилади. Бу эса қатламлар биридан иккинчисига (тезликлари ҳар хил бўлганлигидан) импульслари узатилиши туфайли содир бўлади. Яъни қатламдан қатламга ҳаракат миқдорининг узатилишига олиб келади. Ҳаракат миқдорининг оқими деб, юза бирлигидан вақт бирлигида олиб ўтилган ҳаракат миқдорига айтилади. Ички ишқаланиш таъсирида тезлиги катта қатламлар секинлашади, кичик тезликга эга бўлганлари тезлашади. Суюқликлардаги ламинар ва турбулент оқимлар ҳосил бўлишига (ламинар лотинча Lamina-пластинка сўзидан, турбулент лотинча turbulemtus- лотинч сўзидан олинган) ҳам ундаги ички ишқаланиш сабаб бўлади. Қувур шаклидаги идиш ичида газ ёки суюқлик ҳаракатида унинг қатламлари идиш деворидан қанча узоқлашса, тезлиги шунча катта бўлади. Буни ҳам газ ёки суюқликнинг ички ишқаланишига эга бўлиши билан тушунтирилади. Қувур ичидаги газ ёки суюқлик молекулаларининг тартибли ҳаракати юқорига z ўқи бўйлаб йўналган деб ҳисоблайлик. Молекулаларни бундай тартибли ҳаракати йўналишида, яъни қатламларга паралел ҳолда газни бирор сирт билан иккига ажратиш мумкин. Бунда газ ёки суюқлик x ўқи бўйлаб тезликларнинг ўзгаришига кўра қатламларга ажратилган деб ҳисоблаймиз. Қатламдан қатламга ўтишида тезликнинг ўзгаришини тезлик градиенти билан аниқлаш мумкин. Қатламнинг dx ўзгаришига тезликнинг ўзгариши $d\vartheta$ мос келса, тезлик градиенти $grad\vartheta = \frac{d\vartheta}{dx}$ бўлади.

Ички ишқаланиш натижасида сиртнинг юза бирлигидан вақт бирлигида ўтган ҳаракат миқдори (хаотик ҳаракат туфайли молекулалар томонидан қатламдан-қатламга олиб ўтилган ҳаракат миқдори) Ньютон аниқлаган

$$L = -\eta \frac{d\vartheta}{dx} \qquad (1)$$

қонуниятга бўйсунади. Бу ерда η - ички ишқаланиш, қовушқоқлик, ёпишқоқлик коэффиценти дейилади.

Баъзан $\frac{1}{\eta}$ катталик оқувчанлик коэффициенти дейилади. Формуладан кўринадики, қатламлардан қатламларга узатилган ҳаракат миқдори оқим тезлик градиентига пропорционал экан. Формуладаги минус ишораси ҳаракат миқдори (импульси)ни кўчиши тезлик градиентига тескари йўналишда эканлигини билдиради. Ички ишқаланиш коэффициентининг маъноси таърифга асосан тезлик градиенти бир-бирликка тенг бўлгандаги ҳаракат миқдорига тенг бўлган катталик эканлиги келиб чиқади. Бу баъзан динамик ички ишқаланиш коэффициенти дейилади. Кўп ҳолларда

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} \tag{2}$$

кинематик ички ишқаланиш коэффициенти ҳам ишлатилади. Бунда ρ - модда зичлиги, ν - кинематик ички ишқаланиш коэффициенти дейилади. Формуладан кўринадики, кинематик ички ишқаланиш коэффициенти СИ системасида $м^2/с$, СГС системасида стокс=$см^2/с$ бирлигида ўлчанади. 1 стокс $= 10^{-4}\,\frac{m^2}{c}$ га тенг. СИ системасида оқувчанлик бирлиги $м^2/Нс$ билан аниқланади.

Ички ишқаланиш коэффициентини молекуляр-кинетик тушунчаларига асосланиб қуйидагича изоҳланади. Юқоридаги иссиқлик ўтказувчанлик, диффузия ҳодисалари каби бунда ҳам молекулалар тартибсиз ҳаракатда эканлигини ҳисобга оламиз ва бундай ҳаракатда икки қарама-қарши томонга ҳаракатланувчи молекулалар сони тенг бўлади деб ҳисоблаймиз.

Бундай хаотик ҳаракат туфайли молекулаларнинг маълум қисми биринчи қатламдан иккинчи қатламга ва аксинча, биринчи қатламга ўтиб турар экан. Бу ўтишларда қатлам тезликларининг ҳар хиллиги ҳисобига қатламдан-қатламга ҳаракат миқдори олиб ўтилади.

Бошқача айтганда, бир қатламдан маълум ҳаракат миқдорини бериш билан унинг ҳаракат миқдор камаяди, иккинчисиииики эса ортади. Агар биринчи қатлам тезлиги ϑ_1, иккинчисиники ϑ_2 бўлса $\vartheta_1 > \vartheta_2$ бўлганда, юқоридагидек ҳаракат миқдорини биринчи қатламдан иккинчисига узатилади. Оқим йўналишига тик сиртни юза бирлигидан вақт бирлигида ўтаётган молекулалар сони (1/6) n ϑ га тенг бўлсин. Бунда ҳам юқоридаги каби n-ҳажм бирлигидаги молекулалар сони, ϑ-молекулалар тезлиги бўлиб, (1/6) n ϑ катталик сиртни юза бирлигидан вақт бирлигида, масалан, чапдан ўнгга ўтаётган молекулалар сонини ифодалайди. Сиртнинг чап томондаги молекулалар ҳаракат миқдори $m\vartheta - \dfrac{d(m\vartheta)}{dx}$, ўнг томонидаги молекулаларнииг харакат миқдори $m\vartheta + \dfrac{d(m\vartheta)}{dx}$ га тенг бўлсин.

Демак, молекулаларнинг қатламдан қатламга ўтишида харакат миқдори бир текис $m\vartheta \pm \dfrac{d(m\vartheta)}{dx}$ катталикка ўзгаради. Бундай ҳолларда сиртнинг юза бирлигидан вақт бирлигида ўтган молекулалар маълум бир натижали харакат миқдорининг оқимини ҳосил қилади:

$$L = \frac{1}{6}n\vartheta\left(m\vartheta - \frac{d(m\vartheta)}{dx}\right)\lambda - \frac{1}{6}n\vartheta\left(m\vartheta + \frac{d(m\vartheta)}{dx}\right)\lambda =$$

$$= -\frac{1}{3}n\vartheta m\lambda\frac{d\vartheta}{dx} \qquad (3)$$

(1) ва (3) ларни таққослаб ички ишқаланиш коэффициенти учун

$$\eta = \frac{1}{3}\cdot n\ m\ \vartheta\ \lambda \qquad (4)$$

ифодани ҳосил қиламиз.

(3) ифода умуман олганда ички ишқаланиш ҳодисасини молекуляр кинетик тасаввурларга асосланиб тушунтиради. ρ=mn эканлигидан (4) ни

$$\eta = \frac{1}{3}\rho\ \vartheta\ \lambda \qquad (5)$$

кўринишда ҳам ёза оламиз. Формуладан кўринадики, ички ишқаланиш коэффициенти температурага $\sqrt{T}$ қонуният бўйича боғланишга эга бўлиб, босимга эса боғлиқ бўлмайди. Ички ишқаланиш коэффициентининг температурага бундай боғланиши $\eta - \frac{\sqrt{m}}{\sigma}\cdot\sqrt{T}$ температура кўтарилиши билан $\sqrt{T}$ га пропоционал равишда ортиши билан тушунтирилади. Ички ишқаланиш коэффициентини босимга боғлиқ бўлмаслигига сабаб, ρλ ифода босимга боғлиқ бўлмаслигидан келиб чиқади. Чунки босим камайганда ҳажм бирлигидаги молекулар сони, худди шундай қатламдан қатламга ўтувчи молекулалар сони ҳам камаяди. Аксинча, молекулаларни эркин югуриш йўли ортади. Бу ҳар иккала катталик бир-бирини тўлдиради, натижада ички ишқаланиш коэффициенти босимга боғлиқ бўлмай қолади. Лекин ички ишқаланиш коэффициентининг температурага боғлиқлиги суюқликларда газлардагига қараганда бошқача, яъни температура ортиши билан $\frac{1}{T^2}$ га пропорционал равишда камаяди. Кўпинча ички ишқаланиш коэффициенти Пуазейль формуласи ёрдамида аниқланади:

$$V = \frac{\pi R^4}{8\eta}\frac{\Delta P}{\ell}$$

Бу ерда V-труба юза бирлигидан вақт бирлигида оқиб ўтган суюқлик ҳажми, $p_1-p_2=\Delta p$ босимлар фарқи, ℓ - труба узунлиги, R-труба радиуси. Пуазейль формуласи фақат ламинар оқимлар учун тўғри бўлиб, турбулент оқим учун тўғри натижа бермайди. Газларда ва суюқликларда жисм ҳаракат қилар экан унга маълум ички ишқаланиш кучлари таъсир қилади ва унинг ҳаракатини камайтиради.

Суюқлик ва газларда унча катта бўлмаган тезликларда ва жисм ўлчами ҳам етарли катта бўлмаганда жисмга таъсир этувчи ишқаланиш кучлари Стокс аниқлаган қонуниятга кўра

$$F=6\pi\eta R\vartheta$$

га тенг бўлади. Бу ерда R - жисм радиуси, ϑ унинг мухитга нисбатан тезлиги. Жисмга бундан ташқари оғирлик кучи ва Архимед кучи таъсир қилади. Архимед ва Стокс кучлари юқорига, оғирлик кучи пастга томон йўналганлигидан

$$6\pi\eta R\vartheta = \frac{4}{3}\pi R^3 g(\rho_1 - \rho_2)$$

ни ҳосил қиламиз. Бу формула ёрдамида тажрибалардан R, ϑ, ρ, ρ_2 ларни аниқлаб, ички ишқаланиш коэффициентини топиш мумкин бўлади.

Биз юқорида иссиқлик ўтказувчанлик, диффузия, ички ишқаланиш каби ҳодисаларни кўриб ўтдик. Бу ҳодисаларнинг ҳаммасида молекулаларнинг иссиклик ҳаракати натижасида бир жинсли бўлмаган фазода модданинг бирор хусусиятини тавсифловчи катталиклар олиб ўтилиши кузатилади. Бу ҳодисаларни ўрганишни қуйидаги жадвалдан фойдаланиб якунлаймиз. Жадвалдан кўринадики, оқим катталиги бирор катталик градиентига пропорционалдир. Агар олиб ўтилган катталик (оқимни)ни А билан, коэффициентларни В ва бирор катталикнинг градиентини grad с билан белгилаб

A = - B gradE

кўринишда ёзиш мумкин. Бунда А бирор физик катталик бўлиб, иссиқлик ўтказувчанликда температура, диффузияда масса, ички ишқаланишда импульс бўлиши мумкин. Бу формула баъзан олиб ўтиш формуласи дейилади.

Ҳодиса	Олимнинг номи	Оқим сабаби	Коэффицент	Қонун
иссиқлик ўтказувчанлик	Фурье	энергия	$\xi = \frac{1}{3}\vartheta c\rho\lambda$	$Q = -\xi\frac{dT}{dx}$
диффузия	Фик	зарра	$D = \frac{1}{3}\vartheta\lambda$	$M = -D\frac{d\rho}{dx}$
ички ишқаланиш	Ньютон	импульс	$\eta = \frac{1}{3}nm\vartheta\lambda$	$L = -\eta\frac{d\vartheta}{dx}$

Жадвалдан иссиқлик ўтказувчанлик ва ички ишқаланиш коэффициентларини таққослаб

$$\eta=D\rho$$

ни ҳосил қиламиз.

Ички ишқаланиш ва иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентларини таққослаб

$$\xi=C_v\eta$$

ни ҳосил қиламиз: Булардан эса

$$\xi=C_vD\rho$$

ифода ҳосил бўлади. Бу билан биз кинетик коэффициентлар орасидаги боғланишларни аниқладик. Статистик назария сийраклашган газлар учун олиб ўтиш ҳодисаларида иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентининг ички ишқаланиш коэффициентига нисбати

$$\frac{\xi}{\eta}=\frac{15}{4}\ \frac{k}{m}$$

га тенглиги исботланади. Бу ерда $k=\frac{R}{N},\ m=-\frac{M}{N}$. Оддий шароитда бирор реал газ учун кинетик коэффициентлар нимага тенглигини аниқлайлик. Иссиқлик сиғим таърифига асосан молекулаларнинг ўртача энергияси $E=\frac{3}{2}kT$ фомуласидан фойдаланиб биргина молекула учун

$$C_v=\left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)_v=\frac{3}{2}k$$

деб ёзамиз. Формулани N_k га кўпайтириб

$$C_v=\frac{3}{2}kN=\frac{3}{2}R$$

I моль газ учун ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғимини топамиз. Газ ҳажмини ўзгартирмай I моль газни мутлоқ нолдан T температурага қадар иситиш учун зарур бўлган иссиқлик миқдори C_vT га тенг бўлиб, ҳеч қандай иш бажарилмаганлиги сабабли бу катталик газ ички энергиясига айланади. Яъни

$$U=E=C_vT\ .$$

Одатда I моль газ иссиқлик сиғимидан ташқари солиштирма иссиқлик сиғим - масса бирлигига тўғри келган иссиқлик сиғим тушунчаси ҳам ишлатилади. Модданинг иссиқлик сиғими билан унинг солиштирма иссиқлик сиғим орасида $C = C_v\mu$ муносабат мавжуддир. Бунда μ - модданинг моляр массаси (молекуляр оғирлик). У ҳолда солиштирма иссиқлик сиғим $C = \frac{3R}{2\mu}$ га тенг десак, бу формуладан аргон учун солиштирма иссиқлик сиғим қийматини аниқлаш мумкин (аргон учун μ=40г/моль)

$$C = \frac{3}{2}\frac{R}{\mu} = \frac{3}{40}\frac{кал}{гр \cdot град} \approx 0{,}3 \cdot 10^{7}\,\frac{эрг}{гр \cdot град}$$

Агар 1 моль газ оддий шароитда = 22,4л ҳажмга эга бўлса, унинг масса зичлиги молекуляр оғирлигини бир моль газ ҳажмига нисбатига, яъни

$$n = \frac{N}{V} = \frac{6{,}02 \cdot 10^{23}\,\frac{1}{мол}}{22{,}4 \cdot 10^{3}\,\frac{см^3}{мол}} \approx 3 \cdot 10^{19}\,\frac{1}{см^3}$$

бўлади. Оддий шароитда идеал газ учун ҳажм бирлигидаги молекулалар сони

$$n = \frac{N}{V} = \frac{6{,}02 \cdot 10^{23}\,\frac{1}{мол}}{22{,}4 \cdot 10^{3}\,\frac{см^3}{мол}} \approx 3 \cdot 10^{19}\,\frac{1}{см^3}$$

га тенг. Аргон молекуласининг диаметрини $d=4 \cdot 10^{-8}$см га тенг дейлик. Булардан фойдаланиб, кинетик коэффициентларни топамиз. Молекулаларни эркин югуриш масофаси

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}}\;\frac{1}{n\pi d^2} \approx 6 \cdot 10^{-8}\text{ см}$$

га тенг бўлади.

Молекулаларнинг ўртача квадратик тезлиги

$$\vartheta = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3}{2} \cdot 2\frac{R}{Nm}T} = \sqrt{\frac{3}{2} \cdot \frac{R}{M}}\sqrt{2T} \approx 4 \cdot 10^{4}\,\frac{M}{C}$$

оддий шароитда (р=I атм, Т=373К)да диффузия коэффициенти

$$D = \frac{1}{3}\vartheta\lambda = 4 \cdot 10^{4} \frac{см}{с} 6 \cdot 10^{-8} см \approx 0,25 \cdot 10^{-2} \frac{см}{с}$$

η=ρD формуладан ички ишқаланиш коэффициенти $\eta = 0{,}5 \cdot 10^{-3} \left(\frac{2}{с \quad мс} \right)$ пауз га тенг. ξ=Cη формулага асосан иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти $\xi = 1{,}5 \cdot 10^{4} \frac{эрг}{см \cdot гр}$ га тенгдир.

2.3.6. Мувозанатсиз термодииамика ва мувозаиатсиз статистик физика асослари

Физиканинг қайтмас жараёнлар билан шугулланувчи қисми физик кинетика дейилади. Шунинг учун кўпинча қайтмас жараёнлар кинетик ҳодисалар ёки кинетик жараёнлар деб аталади.

Мувозанатсиз макросистеманинг ҳоссалари мувозанатли макросистема хоссаларига қараганда мураккаб ҳисобланади. Шунинг учун ҳам физик кинетика масалаларини ҳал этиш ҳозирда ниҳоясига етказилмаган ҳисобланади. Шу маънода биз номувозанатли ҳолатни тавсифлашда баъзи умумий тушунчаларни аниқлаш билан чегараланамиз.

Қайтмас жараёнларни ўрганишда физик кинетика феноменологик ва кинетик усулларга эга; қайтмас жараёнларни феноменологик тавсифлашда тажрибадан олинган табиатнинг энг умумий қоидалари - термодинамика қонунларига асосланади. Бошқача айтганда, қайтмас жараёнларни термодинамика асосида қараш ғояси қўйилади, яъни улар қайтмас жараёнларга умумлаштирилади. Бунда система ҳолати макроскопик параметрлар (температура, босим, зичлик ва хоказо) билан аниқланади ва мувозанатсиз системадаги бу параметрларнинг ўзгариш қонуниятлари ўрганилади.

Табиатнинг энг умумий қонунларидан бўлган энергиянинг сақланиш қонуни - термодинамиканинг биринчи қонуни мувозанатсиз жараёнларда ҳам ўз кучини сақлайди. Лекин термодинамиканинг иккинчи қонуни энтропиянинг ортиши ҳақида маълумот берса-да (энтропия мувозанатли ҳолатда энг катта қийматга эга бўлиб, яккаланган системаларда ортиши, ўзгармаслиги мумкин, лекин камаймайди), жараённинг тезлиги, канча давом этиши ҳақида етарли маълумот бермайди. Шунинг учун тажриба натижаларига асосланиб системанинг энтропияси ўзгаришини аниқловчи тенгламаларни олишга ҳаракат қилинади.

Мувозанатсиз жараёнларда баъзи термодинамик катталиклар, масалан, температура, босим ва бошка тушунчалар аниқ қийматга эга эмас. Бундай ҳолларда системани шундай қисмларга ажратиш мумкинки, уларда бу термодинамик катталиклар аниқ қийматга эга бўлиб, улардаги мувозанатли ҳолатларни ифодалайди. Бошкача айтганда системани шундай мувозанатли ҳолатларга эга бўлган кисмларга ажратиш мумкин бўлиб, макросистеманинг бундай кисмларидаги мувозанатлик ҳолатлар локал мувозанатли ҳолатларни ҳосил килади. Мувозанатли ҳолатга жуда яқин, лекин мувозанатли бўлмаган бундай ҳолат локал мувозанатли ҳолат дейилади. Шундай қилиб макросистема мувозанатли ҳолатлари намоён бўлган система қисмлари - локал мувозанатлар тўплами бўлиб колади. Демак, мувозанатли ҳолатни ўрганиш локал - мувозанатлар тўпламини ўрганишдан иборат бўлиб қолади.

Локал мувозанат ҳосил бўлиши учун куйидаги шартлар бажарилиши керак: Биринчидан, системанинг локал мувозанатли қисмидаги зарралар сони системадаги зарралар сонидан жуда кичик бўлса-да, макроскопик маънода етарли кўп зарраларга эга бўлиши керак. Иккинчидан, системанинг мувозанатли ҳолатдан четланиши кичик деб ҳисобланади.

Локал мувозанатли ҳолатлардаги кинетик ҳодисаларни физик кинетика қайтмас жараёнлар термодинамикаси ўрганилади. Локал мувозанатли ҳолат мувозанатли ҳолатни аниқловчи катталиклар билан тавсифланар экан, бунда: а) бу катталиклар локал, яъни система ҳар бир қисмига хос катталиклар ҳисобланади, б) бу катталиклар вақт бўйича ўзгариши мумкин, в) номувозанатли макросистема ҳоссалари кўшимча катталиклар - кинетик коэффициентлар билан бирликдагина тўла тавсифланади.

Қайтмас жараёнлар термодинамикасида мувозанатли ҳолатни тавсифловчи катталиклардан ташқари кўшимча ўзгарувчи катталикларни киритиш зарур бўлиб қолади. Бу катталиклар ўзи маъносига кўра янги катталик бўлмай, балки мувозанатли ҳозанатли ҳолатни тавсифловчи катталиклар билан боғланишга эга бўлган, жараённинг қайтмаслигидан келиб чиқувчи қўшимча киритилган катталиклардир. Улар баъзан диссипатив катталиклар дейилади. Мувозанатли ҳолатларда диссипатив катталиклар нолга тенг бўлади.

Қайтмас жараёнларнинг юзага келтирувчи сабаблар, одатда (механикада ҳаракатни юзага келтирувчи сабаб куч дейилгани каби) куч тушунчаси билан берилади. Масалан, температура градиеити, концентрация градиенти ва ҳоказолар ана шундай қайтмас жараёнлар сабабчисидир. Бу кучлар юзага келтирган қайтмас жараёнларни микдорий тавсифловчи катталик сифатида оқим тушунчаси ишлатилади. Масалан, температура градиенти юзага келтирган иссиқлик оқими, концентрация градиенти юзага келтирган диффузия оқими ва ҳоказолар.

Айтайлик, a_i - мувозанатсиз ҳолатнинг ҳар бир нуқтасида ўзгарувчи бирор физик катталик (босим, температура , концентрация ва ҳоказолар) бўлсин. Бу катталиклар градиентга эга бўлса, унинг таъсирида маълум оқим ҳосил қилган жараён юз беради. Масалан, температура градиенти иссиқлик ўтишини таъминловчи иссиқлик ўтказувчанлик ҳодисасини ҳосил қилади. Зичлик градиенти таъсирида масса олиб ўтишни таъминловчи диффузия ходисасини ҳосил қилади. Тезлик градиенти эса ички ишқаланиш- ёпишқоқлик ҳодисасини юзага келтиради. Электр потенциал градиенти заряд олиб ўтишни таъминловчи электр токни юзага келтиради ва ҳоказо. Бу ҳодисаларнинг ҳаммасида оқим ўзини юзага келтирувчи кучга пропорционал бўлади.

Умумий тушунчалар асосида Онзагер қайтмас жараёнлар термодинамикасида жуда муҳим бўлган қуйидаги тамойилни берди: Мувозанатли ҳолатга яқин бўлган ҳар қандай макроскопик системанинг мувозанатсиз ҳолати флуктуация натижаси бўлиб, флуктуацияга эга бўлган бундай мувозанатли макроскопик система ҳолатини вақт бўйича ўзгариши ҳам мувозаиатли ҳолат қонуниятларига бўйсунади.

Мувозанатсиз макроскопик система берилган бўлсин. Униит мувозанатли ҳолатидаги термодинамик параметрлари аниқ a_i^0 қийматларга эга дейлик. Берк системаларда энтропия термодинамик параметрларнинг функцияси бўлиб, мувозанатли ҳолатда

$$\left(\frac{\partial S}{\partial a_i}\right)_0 = 0 \qquad (1)$$

бўлади. Иккинчи томондан система мувозанатли ҳолатга келар экан унинг термодинамик параметрлари a_i ўзини аниқ ўзгармас қийматига эришади. Бошқача айтганда бу катталикни вақт бўйича ўзгариши мувозанатли ҳолатда нолга тенг бўлади:

$$\left(\frac{\partial a_i}{dt}\right) = 0 \qquad (2)$$

Юқоридаги ифодалардан шундай хулосага келамиз: Мувозанатли ҳолатларда энтропия, термодинамик катталиклар ўзгармасдан қолади ва уларнинг мувозанатли ҳолатга келишида бу катталиклар ўзаро чизиқли боғланишга эга десак,

$$\frac{\partial a_i}{\partial t} \sim \frac{\partial s}{\partial a_i}$$

ёки

$$\dot{a}_i = L_{ik} \frac{dS}{da_i} \qquad (3)$$

тенгликни ҳосил қиламиз. Бунда L_{ik}- пропорционаллик коэффициенти, a_i - термодинамик катталиклар. da_i/dt ҳосилани J билан белгилаб, уни оқим деб атаймиз. ds/da_i - катталикни X билан белгилаб, уни термодинамик куч деб атаймиз. У ҳолда, оқимнинг кучга чизиқли боғланиши мувозанатсиз макроскопик системалар учун

$$J_i = \sum_{i=1}^{n} L_{ik} X_k \qquad (4)$$

ифода билан аниқланади. Бунда L_{ik} кинетик коэффициентлар дейилади. Онзагер тамойилига асосан кинетик коэффициентлар ўзаро симметрик:

$$L_{ik} = L_{ki} \qquad (5)$$

Кинетик коэффициентлар маъносига кўра термодинамик катталиклар бўлиб, улар тажрибадан ёки кинетик усуллар орқали ҳисобланади. Уларни термодинамика асосида аниқлаш мумкин эмас. Кинетик коэффициентлар орқали мувозанатсиз жараёнлар (иссиқлик, масса, импульс, заряд олиб ўтиш ва бошқа ҳоднсалар) тўла тавсифланади. Кинетик коэффициентларнинг ўзаро симметриклиги тажрибада аниқланиши керак бўлган катталиклар сонини камайтиради. Шунинг учун бу усулни амалий аҳамияти каттадир.

(4) ва (5) лар қайтмас жараёнлар термодинамикасининг асосий тенгламалари дейилади. Қайтмас жараёнлар термодинамикасининг асосий тенгламаларидан тажрибада аниқланган Фурье, Фик, Ньютон, Невье-Стокс қонуни ва бошқа қонунлар хусусий ҳол бўлиб келиб чиқади.

Юқорида айтилганидек, мувозанатсиз ҳолатни ўрганишда мувозанатсиз термодинамика ва мувозанатсиз статистик физика бир хил ҳодисаларни ўрганишнинг ҳар хил усуллари ҳисобланади. Улар бир-бирларини тўлдирган ҳолда бир бутун кинетик назарияни ҳосил қилади.

Энди биз макросистемаларни кинетик тавсифлаш усули билан танишайлик. Қайтмас жараёнларни ўрганишнинг кинетик усулида система ҳолати эҳтимоллар тақсимоти функцияси ёрдамида аниқланади, яъни система ҳолати ҳар бир заррани координати ва импульсига боғлиқ бўлган тақсимланиш функцияси билан тавсифланади деб олинади. Мувозанатсиз ҳолатнинг тақсимланиш функцияси мувозанатли ҳолат тақсимланиш функциясидан фарқли ҳолда координата, импульс ҳамда вақтга боғлиқ бўлади. Шунинг учун, тақсимланиш функциясининг координата ва вақтга боғлиқ ўзгаришини аниқлайдиган тенгламалар топилади. Одатда бундай тенгламалар кинетик тенгламалар дейилади. Бу тенгламаларни ечиш билан мувозанатсиз ҳолатни тавсифловчи тақсимланиш функцияси топилади ва у асосида мувозанатсиз ҳолатнинг макроскопик катталиклари аниқланади.

Демак, тақсимланиш функцияси системани мувозанатсиз ҳолатини тавсифловчи кинетик тенгламани қаноатлантириши керак. Бошқача айтганда зарралар сони N га тенг бўлган макроскопик системанинг f(p,q,t) тақсимланиш функцияси зарралар сони сақланишини ифодаловчи

$$\frac{df\left(p,q,t\right)}{dt} = 0 \qquad (6)$$

тенгламани қаноатлантиради. Бунда df/dt ни тўлиқ ҳосиласи учун қуйидагига эга бўламиз:

$$\frac{df}{dt}=\frac{\partial f}{\partial f}+\frac{\partial f}{\partial q_i}\cdot\frac{\partial q}{\partial t}+\frac{\partial f}{\partial p_1}\cdot\frac{\partial p_i}{\partial f}=0$$

Гомильтон тенгламаси

$$\frac{\partial q_i}{\partial t}=\frac{\partial H}{\partial p_i}\quad,\quad\frac{\partial p_i}{\partial t}=-\frac{\partial H}{\partial q_1}\tag{7}$$

дан фойдаланиб юқоридаги ифодани қуйидагича ёзамиз:

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\frac{\partial f}{\partial q_i}\cdot\frac{\partial H}{\partial p_i}-\frac{\partial f}{\partial p_i}\cdot\frac{\partial H}{\partial q_i}=0 .$$

ёки умуман макроскопик мувозанатли система учун

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\sum_{i=1}^{n}\left[\frac{\partial H}{\partial P_i}\frac{\partial f}{\partial q_i}-\frac{\partial H}{\partial q_i}\frac{\partial f}{\partial P_i}\right]=0\tag{8}$$

ифодани ҳосил қиламиз. Одатда (8) Лиувилли тенгламаси дейилади. Шундай қилиб системанинг мувозанатсиз ҳолатини (8) Лиувилли тенгламаси ёрдамида аниқлаш мумкин экан.

6-ўлчовли фазавий фазонинг ҳажм элементи

$$d\Gamma= dxdydzdp_x\, dp_y\, dp_z=dpdv\tag{9}$$

даги зарралар сони dп

$$dп=f(r,p,t)d\Gamma\tag{10}$$

билан аниқланади. Бунда f(r,p,t) изланаётган бир заррали тақсимланиш функцияси.

Фазавий фазонинг dГ ҳажм элементидаги зарралар сони dп ни вақт бўйича ўзгариши зарралар тўқнашуви туфайли содир бўлади. Фазавий фазони бирлик ҳажмининг бирлик вақтдаги зарралари сони ўзгариши

$$\frac{d}{dt}(dn)=\frac{d}{dt}f(r,p,t)d\Gamma=J(r,p,t)\tag{11}$$

каби ифодаланади. Бунда J(r,p,t)- зарралар тўқнашувини ўзида акс эттирган катталик бўлиб, тўқнашиш интеграли дейилади. f нинг тўлиқ дифференциали учун қуйидагини ёзамиз:

$$\begin{aligned}\frac{df}{dt}&=\frac{\partial f}{\partial t}+\frac{\partial f}{\partial x}\frac{\partial x}{dt}+\frac{\partial f}{\partial y}\frac{\partial y}{\partial t}+\frac{\partial f}{\partial z}\frac{\partial z}{\partial t}+\frac{\partial f}{\partial P_x}\frac{\partial P_x}{\partial t}+\\&\frac{\partial f}{\partial P_y}\frac{\partial P_y}{\partial t}+\frac{\partial f}{\partial P_z}\frac{\partial P_z}{\partial t}=\frac{\partial f}{\partial t}+\frac{\partial f}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial t}+\frac{\partial f}{\partial P}\frac{\partial P}{\partial t}\end{aligned}\tag{12}$$

импульсдан вақт бўйича ҳосила кучга тенг бўлиб,

$$\frac{dp}{dt} = F \text{ ва } \frac{\partial r}{\partial t} = \vartheta$$

эканлигидан ҳамда $\vartheta = \frac{p}{m}$ га тенглигини ҳисобга олсак (12) ифодани шундай ёза оламиз:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{p}{m}\frac{\partial f}{\partial r} \cdot F\frac{\partial f}{\partial p}$$

Энди бу ифодадан фойдаланиб (11) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{p}{m}\frac{\partial f}{\partial r} + F\frac{\partial f}{\partial p} = J(r, p, t) \tag{13}$$

(13) ифода Больцман тенгламаси дейилади. Бу тенглама ечимини аниқлаш математик ва физик нуқтаи назардан ҳам анча мураккаб ҳисобланади. Бунга сабаб тенглама ечими J(r,p,t) кўринишига боғлиқ бўлиб, бунда тўқнашиш интегралининг кўринишини аниқлаш зарур. Унинг кўриниши зарралар ўзаро таъсирлашиш табиатига боғлиқ бўлиб, фақат сийраклашган газлардаги эластик тўқнашиш юз берувчи ҳоллар учунгина кинетик тенгламалар олинган.

Моментлар (макроскопик катталиклар) усулида Больцман тенгламасидан моментлар тенгламаси ҳосил қилинади. Бу усулни асосий ғояси Больцман тенгламасининг ечимини қатор шаклида ортогонал полиноми бўйича ифодалашга асосланган. Бундай усулни дастлаб Гред тавсия этган.

Лиувилли тенгламасидан моментлар тенгламалари ҳосил қилинади. Бунда Кирквуд ва Ирвинг ғоясига асосланиб Лиувилли тенгламасидан ихтиёрий тартибли моментлар тенгламалари олинади ва ўзаро таъсир потенциали бўлмаганда Лиувилли тенгламасининг ечими S функция бўйича қатор шаклида Эрмит полиномидан иборат эканлиги кўрсатилади.

Асосий формулалар

Мувозанатли жараёнлар учун ҳолат тенгламаси	f(p,v,T)=0
Мувозанатсиз жараёнлар учун	F(p,v,T,x,y,z,t)=0

ҳолат тенгламаси

Молекуланинг эффектив кесими $\sigma = \pi d^2$

Молекулаларнинг тўқнашмай ўтиш эҳтимоли $W(e) = e^{-\frac{1}{\lambda}}$

Молекулаларнинг эркин югуриш йўли $\overline{\lambda} = \frac{\overline{\vartheta}}{\overline{Z}}$

Ҳажм бирлигидаги молекулалар-нинг
тўқнашиш сони $Z = \sqrt{2}\sigma\overline{\vartheta}N$

Фурье қонуни $Q = -\xi \frac{dT}{dx}$

Иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти $\xi = \frac{1}{3}\vartheta C_v \rho\lambda$

Фик қонуни $M = -D\frac{d\rho}{dx}$

Диффузия коэффициенти $D = \frac{1}{3}\vartheta \cdot \lambda$

Ньютон қонуни $L = -\eta\frac{d\vartheta}{dx}$

Ички ишқаланиш коэффициенти $\eta = \frac{1}{3}nm\vartheta\lambda$

МУНДАРИЖА

ОЛИМЖОН ҚОДИРОВ

ФИЗИКА КУРСИ

Тошкент-«Fan va texnologiya»-2005

Муҳаррир: З.Тоҳиров
Тех. муҳаррир: А.Мойдинов
Мусаҳҳиҳ: М.Ҳайитова

Босишга рухсат этилди 20.12.05.Бичими 60x84 $^1/_{16}$.
Шартли босма табоғи 22,0. Нашр табоғи 21,25 б.т.
Адади 1000. Буюртма № 210.
«Fan va texnologiya» нашриёти, 700003, Тошкент, Олмазор, 171.
Шартнома № 53-05.

«Fan va texnologiyalar markazining bosmaxonasi»да чоп этилди.
Тошкент шаҳри, Олмазор кўчаси, 171-уй.