

ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ОЛИЙ ВА
ЎРТА МАХСУС ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ

АБУ РАЙҲОН БЕРУНИЙ НОМИДАГИ
ТОШКЕНТ ДАВЛАТ ТЕХНИКА
УНИВЕРСИТЕТИ

**«МЕХАНИКА ВА МОЛЕКУЛЯР ФИЗИКА»
БЎЛИМИДАН**

МАЪРУЗАЛАР МАТНИ ТЎПЛАМИ.

ТОШКЕНТ - 2002

Тузувчилар: Ш. М. Камолхўжаев, А. Ғ. Ғоибов,
О.Химматкулов.

«Механика ва молекуляр физика» бўлимидан
маърузалар матни тўплами: муал: Ш. М.
Камолхўжаев, А. Ғ. Ғоибов, О.Химматқулов.
Тошкент, ТошДТУ, 2002 й. 172 б.

Ушбу маърузалар матни тўплами ТошДТУнинг
нефт ва газ, тоғ-кон факультетларида техника
йўналиши бўйича бакалаврлар тайёрлаш учун физика
фанининг намунавий дастурига кўра ўқилган
маърузалар асосида қайта тузилган.

Тошкент давлат техника университетининг ўқув-
услубий кенгаши қарори билан нашр этилди.

Тақризчилар: проф. Турсунметов К.
доц. Ҳайдарова М.Ш.

© Тошкент давлат техника университети, 2002 .

СЎЗ БОШИ

Юқори технологиялар ривожланган ҳозирги замонда самарали фаолият кўрсата оладиган, ҳар томонлама етук мутахассис кадрларни тарбиялаш ва тайёрлаш Олий ўқув юртлари олдида турган биринчи галдаги муҳим вазифа ҳисобланади.

Бу вазифани бажаришда таълимнинг техник базасини мукаммаллаштириш билан биргаликда талабаларни ўқув қўлланмалари билан ўз вақтида таъминлаш катта аҳамиятга эга.

Муаллифлар томонидан тақдим қилинаётган ушбу қўлланма "Механика ва молекуляр физика" бўлимларидан ўқиладиган маърузалар матнларининг мажмуаси бўлиб, физика фанидан қабул қилинган намунавий дастур асосида тузилган ва бакалавр босқичидаги талабалар учун мўлжалланган.

Ҳар бир маъруза баёнида мавзуларнинг изчил, батафсил ва раvon ёритилишига, асосий физик тушунчалар, катталикларни таърифлашга, физик ҳодиса ва жараёнларни ўзаро алоқадорликда берилишига, математик аппаратлардан меъёрида фойдаланишга ҳаракат қилинди. Маълум мавзунинг ёритишда турли туман услубий ёндашишлар мавжуд бўлиб, уларнинг энг самарадорларини танлаш ва матнларни раvon баён қилиш мураккаб ва муаллифдан катта маҳорат талаб қиладиган масаладир.

Шу нуқтаи назардан ушбу тўпلام айрим камчиликлардан ҳоли эмас. Мавжуд камчилик ва танқидий мулоҳазаларни муаллифлар ҳолисона ва мамнуният билан қабул қиладилар.

1-маъруза

Режа.

Физика фани ҳақида ва унинг вазифалари. Физика фани тарихининг асосий этаплари. Ўрта Осиё олимларининг фанга қўшган ҳиссалари. Физик моддалар. Моддий нукта. Мутлоқ қаттиқ жисм. Механика бўлими предмети. Классик ва релятивистик механика. Квант механикаси.

Кириш.

Физика фани табиий фанлар жумласига кириб, материянинг яъни моддалар, майдонларнинг умумий хоссаларини ва унинг ҳаракат формалари, умумий қонуниятларини ўрганади.

Физика табиий ҳодисалар ҳақидаги умумий қонунларни очиб беради, ва бу қонунлар ўз навбатида бошқа фанлар ҳамда техника соҳасида амалий жиҳатдан фойдаланилади. Физика фани техника ривожланиши билан чамбарчас боғлангандир. Физика фанининг ривожланиши техника тараққиётида катта ўрин тутади. Техника соҳасидаги амалий масалаларни ечиш ўз навбатида физика фани олдига кўплаб муаммоларни қўйиб унинг ривожига туртки бўлиб хизмат қилмоқда.

Табиий фанлар орасидаги узвий боғланиш ва фанлар ривожини физика қонунларини у ёки бу соҳаларда қўллайдиган махсус янги фанларнинг пайдо бўлишига олиб келади.

Масалан физхимия-химиявий жараёнларни физик усуллар ёрдамида ўрганади.

Астрофизика – осмон жисмлари ва коинотда содир бўладиган физикавий ҳодиса ва жараёнларни ўрганади, Геофизика – ер қаърида юз бередиган физик жараёнларни ўрганади.

Биофизика – тирик организмларда юз берадиган физик жараёнларни ўрганади ва ҳ.к. Бу фанлар ва физиканинг алоқадорлиги ўзаро бўлиб, физика ўзининг ривожланишида

бошқа табиий фанларга таянса, бошқа фанлар физика фани янги ютуқларидан фойдаланади.

Физик назарияларининг ривожда математиканинг роли катта.

Назарий масалаларни ечишда физика математик аппаратлардан фойдаланади ва математика фани олдида янги муаммоларни қўяди. Бу муаммоларни ҳал қилмасдан туриб, мавжуд физик қонуниятларни тушунтириб ва олдиндан айтиб бериб бўлмайди.

Физика фани олдида қуйидаги вазифалар туради:

1) Табиат ҳодисаларини ўрганиш ва бу ҳодисалар бўйсунадиган қонунларни топиш.

2) Олдиндан ўрганилган ва янги кашф қилинган ҳодисалар ўртасида "сабаб-оқибат" алоқадорлигини ўрнатиш.

3) Олинган билимларни табиатга фаол таъсир қилишда фойдаланиш. Бу вазифаларни ҳал қилишда физик тадқиқотларнинг қуйидаги усуллари мавжуд: а) кузатиш: ҳодисаларни табиий шароитда ўрганиш; б) тажриба (эксперимент) ҳодисаларни лаборатория шароитида ўрганиш; в) гипотезаларни, янги ҳодисаларни тушунтириб бериш учун қилинган илмий фаразларни яратиш. Агар гипотеза экспериментда олинган фактларга қарама-қарши бўлмаса у назарияга айланади.

Физика тарихининг асосий этаплари.

Ҳозирги замон табиий фанлари ривожининг дастлабки босқичларини қадимги Греция билан боғлайдилар. Қадимги грек олимлари Пифагор, Евклид, Аристотель, Архимед, Птолемей, Платон, Фалес, Демокрит ва бошқалар метматика, география, биология фанлари билан биргаликда механика ва физика фанлари ривожига ҳам катта ҳисса қўшганлар.

Табиий фанлар тараққиётига Ўрта Осиёлик буюк аллома олимларнинг ҳам ҳиссаси катта.

Масалан: Хоразмда туғилиб ижод қилган Абу Абдулло Муҳаммад ибн Мусо ал Хоразмийнинг (780-880) математика соҳасидаги, Муҳаммад ибн Аҳмад Берунийнинг физика, география, астрономия соҳасидаги ишларини келтириш

мумкин. Беруний металлнинг ва бошқа моддаларнинг зичликларини ўзи яратган "коник асбоб" ёрдамида кичик хатоликлар билан аниқлашга муваффақ бўлди. У сувнинг зичлигини унинг таркибидаги аралашмаларга ва температурага боғлиқ эканлигини ҳам билган. Беруний аниқ астрономик ва географик ўлчамларни ҳам амалга оширган. Ҳиндистонга сафари пайтида у Ер радиусини аниқлаш усулини яратди. Унинг олган натижаси 1081,66 фарсах ёки 6490 км га тенг. У ой тутилиши пайтида ой рангининг ўзгаришини, Куёш тутилишида Куёш тожи ҳодисаларини кузатди. Ернинг Куёш атрофида айланиши ҳақидаги фикрини айтди. Улуғбек (1394-1449) томонидан обсерватория қурилиши, юлдузларнинг аниқ каталогини ва планеталарнинг ҳаракат жадвалини тузиши илмий тадқиқотларнинг "оғирлик маркази" Ўрта Осиёга кўчганлигидан далолат беради. Ўрта асрларга келиб табиий фанлар соҳасидаги ишлар Европада ривожлана бошлади.

Н.Коперник, Д.Бруно (1548-1600). И.Кеплер (1571-1630), Г.Галилей (1564-1642), Торичелли (1608-1647), Д.Бойль (1627-1691), Мариотт (1620-1694), Х.Гюйгенс (1629-1695), И.Ньютон (1642-1727) каби олимларнинг хизматлари бизга мактаб физика курсидан яхши таниш. XIX асрга келиб физика фани тараққиётига Х.Ф.Гаусс (1777-1855), Т.Юнг, Малюс, Френель, Физо, Вольт, Ампер, Г.Ом, Фарадей, Ленц, Вебер, Карно, Майер, Кирхгоф, Томсон, Дальтон, Гей-Люссак, Больцман, Менделеев, Умов, Герц, Столетов, Лебедев, Майкельсон, Лоренц ва бошқа олимларнинг ишлари катта ҳисса қўшди.

XX асрга келиб фанда жуда катта эволюцион ўзгаришлар юз берди. Масалан А. Эйнштейн томонидан нисбийлик назариясининг яратилиши, радиоактивликнинг кашф қилиниши, атомни ўрганиш соҳасидаги Резерфорд ва Н. Борларнинг ишлари, Квант механикасининг юзага келиши ва х.к.лар шулар жумласидандир.

Физика фанининг ҳозирги босқичдаги ривожига жуда катта қўламда бўлиб илмий-техника соҳасининг тез ривожланишига олиб келди.

Инсоннинг коинотга чиқиши, улкан тезлаткичларнинг қурилиши, микроэлектрониканинг сўнги ютуқлари, замонавий компьютерларнинг яратилиши ва бошқалар кўплаб янги

табиий ҳодисаларни тадқиқ қилиш ва қонуниятларни очиб бериш имконини яратди.

Физик моделлар

Кўпгина физик масалаларни ҳал қилишда айрим соддалаштиришлардан фойдаланилади.

Масалан, жисмларнинг механик ҳаракатини ўрганишда материал ёки моддий нуқта тушунчаси киритилади. Агар жисмнинг ўлчами унинг ҳаракати қаралаётган масофага қараганда эътиборга олинмас даражада кичик бўлса бу жисмни моддий нуқта деб қараш мумкин. Физика фанида фақат биргина жисм ўрганилмасдан бир неча жисмлар тўплами ҳам ўрганилади. Бу жисмларни моддий нуқталар тўплами деб қараш мумкин. Битта макроскопик жисмни ҳаёлан майда бўлакчаларга бўлиб, бу бўлакчаларни ўзаро таъсирлашувчи моддий нуқталар тизими (системаси) деб тасаввур қилиш мумкин. Ҳар жисмнинг ўзини бир шароитда моддий нуқта деб қарасак, иккинчи бир шароитда моддий нуқта деб айтиш мумкин бўлмайди.

Абсолют (мутлоқ) қаттиқ жисм деб ихтиёрий икки нуқтаси орасидаги масофа унинг ҳаракати давомида ўзгармайдиган жисмга айтилади. Табиатда мутлоқ қаттиқ жисмнинг ўзи мавжуд эмас.

Маълумки ҳар қандай қаттиқ жисм ташқи куч таъсирида деформацияланади, яъни геометрик ўлчамлари, шакли бирор даражада ўзгаради. Лекин қўйилган масаланинг моҳиятига қараб кўп ҳолларда деформация туфайли бўладиган ўзгаришларни ҳисобга олмаса ҳам бўлади. Мутлоқ қаттиқ жисм ҳар қандай макроскопик жисм каби бир-бири билан қаттиқ боғланган моддий нуқталар тизимидан иборат деб тасаввур қилинади.

Суякликлар, газлар ва деформацияланадиган жисмларнинг ҳаракатини ҳамда мувозанатини ўрганишда узлуксиз муҳит тушунчаси қўлланилади. Маълумки, ҳар қандай моддий жисм атом ва молекулалардан ташкил топган бўлиб, дискрет тизимига эга. Лекин масалани соддалаштириш

мақсадида моддани узлуксиз яхлит муҳит деб қараб, унинг атом ва молекулалардан тузилганлиги эътиборга олинмайди.

Механика бўлими предмети

Физиканинг механика бўлимида жисмларнинг ҳаракат ва мувозанат қонунлари ўрганилади. Материянинг ҳар қандай ўзгариши ҳаракатдир. Механик ҳаракат дейилганда жисмларнинг бир-бирига нисбатан кўчиши ёки ўзаро вазиятларининг ўзгариши тушунилади.

Механика асосан икки бўлимга: кинематика ва динамикага бўлинади. Кинематикада ҳаракатни уни юзага келтирувчи сабабларни ҳисобга олмаган ҳолда ўрганилади. Динамикада эса жисмлар ҳаракатини ўрганиш мазкур ҳаракатни юзага келтирувчи сабабларга боғлаб олиб борилади, яъни динамика жисмларнинг ўзаро таъсири натижасида уларнинг тинч ҳолатининг ёки ҳаракатининг ўзгаришини ўрганадиган механиканинг бир бўлимидир.

Физиканинг механика бўлими ўзининг ҳозирги тараққиёт босқичида Ньютон (классик) механикасини, релятивистик механикани ва квант механикасини ўз ичига олади. Классик механика макроскопик жисмларнинг ёруғлик тезлигидан жуда кичик $v \ll c$ тезликлар билан қиладиган ҳаракатини ўрганиш билан шуғулланади.

Катта тезликларда, яъни ёруғлик тезлигига яқин тезликлар билан ҳаракат қиладиган жисмлар ва жумладан микрозарраларнинг ҳаракат қонунларини релятивистик механикада ўрганилади. Релятивистик механика Эйнштейннинг махсус нисбийлик назариясига асосланган бўлиб, классик механикага нисбатан умумлашган бўлиmdir. У классик (Ньютон) механикасининг қонун ва қоидаларини инкор қилмайди, балки унинг қўлланиш чегараларини белгилаб беради. Хусусан кичик тезликларда, яъни $v \ll c$ релятивистик механика қонунларини акс эттирувчи ифодалар классик механика ифодаларига айланади.

Маълумки, макроскопик жисмлар микрозарралардан – атомлар ва молекулалардан, улар эса ўз навбавтида, электрон, протон, нейтрон каби зарралардан ташкил топган. Ҳозирги

пайтга келиб маълум бўлган микроразрлар сони ошиб кетди. Микроразрларнинг хусусиятларини ва ҳаракатларини ўрганиш шуни кўрсатдики, булар учун Ньютон механикасининг қонунларини татбиқ қилиб бўлмас экан, яъни бу қонунларнинг қўлланиш соҳаси чегараланган экан. Масалан, классик механикада жисмлар ёки микроразрларнинг ҳаракатини изоҳлашда уларнинг фазодаги вазияти вақтга боғлиқ ҳолда муайян координаталар ва тезликлар орқали ифодаланади, яъни жисмларнинг ҳаракати унинг аниқ траекторияси орқали берилади.

Тажрибаларнинг кўрсатишича, масалан электронларнинг атомдаги ёки кристалл панжарадаги ҳаракати анча мураккаб табиатга эга бўлиб, траектория ҳақидаги тушунча бу ҳолда аниқ маънога эга эмас экан. Бундан ташқари Ньютон механикаси бир қанча физикавий ҳодисаларни- ферромагнитизм, ўта оқувчанлик ёки ўтказувчанлик ва бошқа ҳодисаларни тушунтира олмади. Бу муаммоларни ҳал қилиш бўйича илмий тадқиқотлар ва тажрибалар натижасида физикада янги йўналиш – квант механикаси ва у билан бирга янги тасаввурлар пайдо бўлди.

Синов саволлари

1. Физика фанининг илмий техник тараққиётидаги роли нимадан иборат?
2. Физика фани тараққиётининг муҳим босқичларини айтиб беринг.
3. Табиий фанлар ривожига ҳисса қўшган Ўрта Осиёлик олимларнинг қандай ишларини биласиз?
4. Классик ва квант механикасининг қўлланиш чегараларини айтиб беринг.
5. Релятивистик механика нимани ўрганади?
6. Физик моделлаштириш нима ва унга мисоллар келтиринг.

Адабиётлар

1. Т.И. Трофимова. Курс физики. Москва, «Высшая школа». 1998 г. стр. 4-7.
2. А. Қосимов, Х. Жўрақулов, А. Сафаров. Физика курси. Тошкент, «Ўзбекистон». 1994 й. I том. Механика. 5-9 бетлар.
3. И.В. Савельев. Курс физики. Том I. Механика. Молекулярная физика. Москва, «Наука». 1989 г. стр. 7-13.
4. О. Ахмаджонов. Физика курси. Тошкент, «Ўқитувчи». I том, Механика ва молекуляр физика. 1987 й. 4-12 бетлар.
5. Р.Ф. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Москва, «Мир». 1977 г. Том I-II. стр. 38-46; 56-67.

2-март

Режа

Фазо ва вақт тушунчалари. Ҳаракатнинг кинематик тавсифи. Механик ҳаракат турлари. Механик ҳаракатни тавсифловчи кинематик катталиклар. Босиб ўтилган йўл. Кўчиш вектори. Моддий нуқта ҳаракати тезлиги ва тезланиши. Тўғри ва эгри чизиқли ҳаракатдаги тезлик ва тезланишлар.

Фазо ва вақт.

Фазо ва вақт коинотнинг физикавий манзарасини яратишда ҳал қилувчи, тарихий, ривожланиб келаётган тушунчалардир. Ньютоннинг бу ҳақдаги таълимоти куйидагича: *ҳеч қандай жараёндан боғлиқ бўлмаган мутлоқ (абсолют) фазо ва мутлоқ вақт мавжуддир; фазо - абадий мавжуд бўладиган чегарасиз (чексиз катта), қўзғалмас бўшлиқ бўлиб, бу бўшлиқда материя ҳар хил шаклда бўлади; фазо бир жинсли бўлиб, ҳамма йўналишларда хусусиятлари бир хилдир; бу бўшлиқнинг (фазонинг) хусусиятлари унда моддаларнинг қандай тақсимланишига ҳамда қандай ҳаракатланишига боғлиқ бўлмайди ва вақт ўтиши билан ўзгармайди.* Бундай ўзгармас фазода моддаларнинг тақсимланиши ва уларнинг ҳаракатини бутун олам тортишиш қонуни белгилайди.

Ньютоннинг нуқтаи назарида вақт мутлоқ бўлиб, ташқи муҳитга ва жисм ҳаракатига боғлиқ бўлмаган ҳолда бир текис ўтади.

XX аср бошларида А.Эйнштейн нисбийликнинг умумий назариясини яратди. Бу назариядан коинотнинг ҳақиқий фазоси ноевклид фазо эканлиги келиб чиқади. Мазкур назарияга мувофиқ, *фазонинг геометрик хоссалари ҳамда вақтнинг ўтиши тезлиги материянинг фазода тақсимланишига ва унинг ҳаракатига боғлиқ бўлади.*

Нисбийликнинг умумий назарияси Ньютоннинг фазо ва вақт ҳақидаги таълимоти нотўғри деган хулосага олиб келмайди. Тажриба шуни кўрсатадики, Ньютоннинг таълимоти фақат астрономик кўламларда олинган фазонинг кичик соҳаларида ва ўша ўлчовларга нисбатан қисқа вақт оралиқлари учун тўғридир. Катта кўламларда метagalactика кўламидаги ($=10^{26}$ м)масофалар билан боғлиқ ҳодисаларда, шунингдек кучли гравитацион майдонлар мавжуд бўлган жойларда Ньютон қонунларидан четланишлар содир бўлади. Шунини айтиш керакки, коинотнинг айрим унча катта бўлмаган соҳаларида кучли гравитацион майдонлар мавжуд бўлса, бу соҳаларда фазонинг эгриланиши ва вақт ўтиши тезлигининг ўзгариши сезиларли даражада намоён бўлади.

Мазкур назарияга кўра вақт оралиқлари ва кесма узунликлари нисбий бўлиб, улар қандай санок тизимларида ўлчанаётганлигига боғлиқ, яъни бирор санок тизимига

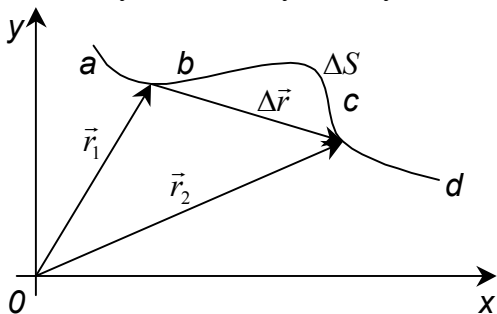
нисбатан тинч турган жисмнинг (кесманинг) узунлиги ҳаракатдаги санок тизимидаги узунлигидан фарқ қилади.

Ҳаракатнинг кинематик тавсифи.

Ҳаракатнинг кинематик тавсифи деганда исталган вақтда жисмнинг фазодаги вазиятини бошқа бирор жисмга нисбатан аниқлаш тушинилади.

Моддий нуқтанинг ҳаракат давомида фазода чизган чизиги ("қолдирган изи") унинг траекторияси дейилади. Масалан поезднинг траекторияси рельслардир. Траекториянинг узунлиги моддий нуқта босиб ўтган йўлга тенгдир. Траекториянинг шаклига қараб моддий нуқта ҳаракати тўғри чизикли ёки эгри чизикли бўлиши мумкин.

Траекториянинг b нуқтасида унинг вазияти $\vec{r}_1$ радиус вектор орқали ифодаланади. Бирор t вақтдан сўнг у c нуқтада бўлади ва бу нуқтада унинг вазияти $\vec{r}_2$ радиус-вектор билан аниқланади. Траекториянинг « bc » қисмида моддий нуқта босиб ўтган йўл ΔS га тенг $\vec{r}_1$ ва $\vec{r}_2$ радиус-векторларнинг айирмаси, яъни b ва c нуқталарни бирлаштирувчи, b нуқтадан c нуқта томон йўналган $\Delta\vec{r}$ вектор кўчиш дейилади. ($\Delta\vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$). Кўчиш вектори ($\Delta\vec{r}$) моддий нуқтанинг бошланғич ва охириги вазиятларини ҳамда у қайси йўналишда ҳаракат қилаётганини ифодалайди. Тўғри чизикли ҳаракатда кўчиш вектори траектория билан бир хил бўлади ва кўчиш векторининг модули ($|\Delta\vec{r}|$) моддий нуқта босиб ўтган йўлга тенг бўлади.



Моддий нуқтанинг тўғри чизиқли ҳаракати.

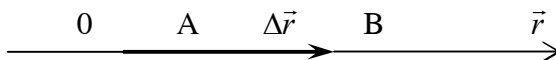
Моддий нуқта тенг вақтлар оралигида тенг масофаларни босиб ўтса, бундай ҳаракат текис ҳаракат дейилади. Қуйида фақат тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳақида мулоҳаза юритамиз. Моддий нуқтанинг ҳаракати қандай жадаллик билан содир бўлаётганлигини тавсифлаш учун тезлик деган тушунча киритилади. Тезлик - сон жиҳатдан вақт бирлиги давомида босиб ўтилган йўлга тенг бўлган катталиқдир. Моддий нуқта Δt вақт оралигида ΔS йўлни босиб ўтса текис ҳаракатдаги тезлик сон жиҳатдан қуйидагича тенг бўлади:

$$v = \frac{\Delta S}{\Delta t} \quad (1)$$

Бирор t вақт давомида моддий нуқта текис ҳаракат қилиб S йўлни босиб ўтса, тезлик қуйидагича ифодаланади.

$$v = \frac{S}{t} \quad (2)$$

Моддий нуқтанинг қандай тезлик билан ҳаракат қилишини билишдан ташқари, у санок тизимига нисбатан қайси йўналишда кетаётганини ҳам билиш зарур. Демак, тезлик йўналишга ҳам эга бўлган катталиқдир, яъни у вектор катталиқдир. Ҳаракат тўғри чизиқли бўлганлиги туфайли моддий нуқта $\vec{r}$ радиус-вектор бўйлаб ҳаракат қилапти, деб қараш мумкин.



Санок бошини 0 нуқтада оламиз. Айтайлик, кузатишнинг дастлабки пайтида моддий нуқта А нуқтада бўлсин ва Δt вақт давомида у текис ҳаракат қилиб В нуқтага келсин. Сон жиҳатдан АВ кесмага тенг бўлган ва А дан В га томон йўналган $\Delta \vec{r}$ вектор кўчишни ифодалайди. У ҳолда моддий нуқтанинг текис ҳаракатдаги тезлиги қуйидагича тенг бўлади.

$$\vec{v} = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} \quad (3)$$

Агар моддий нуқтанинг ҳаракати давомида унинг тезлиги ўзгариб турса ўртача тезлик деган тушунча киритилади.

Масалан: поезд бир шаҳардан иккинчи шаҳарга боришда йўлни бир қисмини 20 м/с, иккинчи қисмини 30 м/с, учинчи қисмини эса 25 м/с тезлик билан босиб ўтган бўлса, унинг ўртача тезлиги сон жиҳатдан икки шаҳар орасидаги масофанинг шу масофани босиб ўтиши учун кетган вақтга нисбатига тенг бўлади. Шундай қилиб, *ўртача тезлик деб кўчиш вектори $\Delta \vec{r}$ нинг шу кўчиш содир бўлиши учун кетган вақтга нисбати билан ифодаланадиган вектор катталиikka айтилади:*

$$\vec{v}_y = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} \quad (4)$$

Бу ифода Δt нинг ҳар қандай қиймати учун ($t=0$ бўлган ҳолдан ташқари) тўғридир. Бу тўғри чизиқли ҳаракатда (4) формуладаги $\Delta \vec{r}$ кўчиш сон жиҳатдан босиб ўтилган йўлга тенгдир. Шунинг учун бу ифодани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$v_y = \frac{\Delta S}{\Delta t} \quad \text{ёки} \quad v_y = \frac{S}{t}$$

Моддий нуқтанинг тезлиги ўзгариб турса, одатда оний тезлик деган тушунча киритилади. *Оний тезлик вақт оралиги чексиз кичик олинганда ўртача тезликнинг муайян t пайтидаги қийматига тенг бўлади*, яъни оний тезлик Δt нолга интилганда (4) ифода интиладиган қуйидаги лимитга тенг.

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \dot{\vec{r}} \quad (5)$$

бу ерда $\dot{\vec{r}}$ радиус-вектор $\vec{r}$ дан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосила белгисининг қисқача ёзилишидир. Демак, *моддий нуқтанинг оний тезлиги (муайян пайтдаги тезлиги) радиус-вектордан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосилага тенг*. $\vec{v}$ векторнинг йўналиши $\vec{r}$ нинг йўналиши билан бир хил бўлади. (5) формула кенг қамровли маънога эга

бўлиб, у эгри чизиқли ҳаракат учун ҳам қўлланилади. Шунинг учун уни оний тезлик ёки ҳақиқий тезлик деб ҳам аталади.

Тўғри чизиқли ҳаракатда $d\vec{r}$ векторнинг модули босиб ўтилган йўлга тенг бўлганлиги туфайли (5) ни қуйидагича ёзиш мумкин.

$$v = \frac{dS}{dt} = \dot{S} \quad (6)$$

яъни тезликнинг модули йўлдан вақт бўйича олинган биринчи даражали ҳосилага тенгдир.

Тезланиш. Ҳаракат давомида тезлик вақт ўтиши билан ўзгариб турса, бундай ҳаракат нотекис ҳаракат бўлади. Нотекис ҳаракат тезланиш деган физикавий катталиқ билан тавсифланади.

Тезланиш деб, тезликнинг бирлик вақт давомида ўзгаришини кўрсатувчи вектор катталиқка айтилади. Агар Δt вақт давомида моддий нуқтанинг тезлиги $\Delta \vec{v}$ га ўзгарса юқорида келтирилган мулоҳазаларга кўра, муайян пайтдаги тезланиш

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \dot{\vec{v}}$$

тарзда ифодаланади. $\vec{v} = d\vec{r}/dt$ эканлигини ҳисобга олсак, охириги тенглик қуйидагича кўринишга эга бўлади.

$$\vec{a} = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \ddot{\vec{r}}$$

яъни тезланиш вектори тезлик векторидан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосилага ёки кўчишдан вақт бўйича олинган иккинчи тартибли ҳосилага тенг экан.

Охириги икки формуладан кўриниб турибдики, СИ тизимида тезланиш метр тақсим секунд квадрат (м/с^2) ларда ўлчанади.

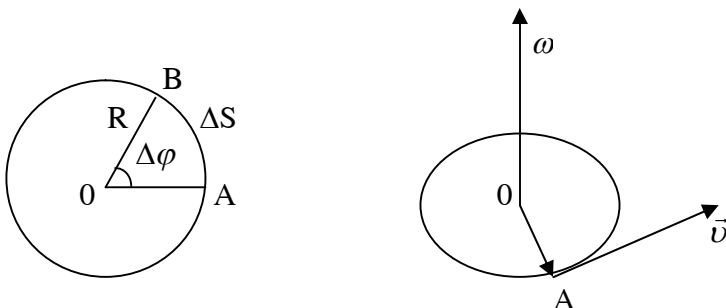
Моддий нуқтанинг айлана бўйлаб ҳаракати.

Бурчак тезлик ва бурчак тезланиш.

Моддий нуқта радиуси R бўлган айлана бўйлаб ҳаракат қилаётган бўлсин. Унинг ҳаракатини тавсифлаш учун бурчак тезлик ва бурчак тезланиш деган тушунчалар киритилади. Ўзининг айланма ҳаракатида моддий нуқта Δt вақт давомида A нуқтадан B нуқтага кўчса, у ўз траекторияси бўйлаб ΔS масофани ($AB=\Delta S$) босиб ўтади; Шу вақт оралиғида айлананинг (OA) радиуси $\Delta\varphi$ бурчакка бурилади.

Қуйидаги

$$\omega_y = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} \quad (1)$$



катталиқ Δt вақт оралиғидаги ўртача бурчак тезлик дейилади. Умуман, *бурчак тезлик деб бурилиш бурчагидан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосилага тенг бўлган вектор катталиқка айтилади:*

$$\vec{\omega} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{\varphi}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt} = \dot{\vec{\varphi}} \quad (2)$$

$d\vec{\varphi}$ $\vec{\omega}$ вектор билан бир томонга йўналган бўлиб, уларнинг йўналиши парма қоидаси бўйича аниқланади: *пармани моддий нуқтанинг айланиш йўналишида бурасак, унинг илгариланма ҳаракат йўналиши $\vec{\omega}$ векторнинг йўналишини кўрсатади.* Шунини айтиш керакки, элементар бурчак $d\vec{\varphi}$ вектор катталиқ бўлиб, муайян φ бурчак эса

скаляр катталиқдир. $d\vec{\phi}$ бурчакни бурчак кўчиш деб ҳам юритилади. Бурчак тезлик вектори ($\vec{\omega}$) нинг йўналиши шартли равишда аниқлангани учун бу векторни псевдовектор дейилади. Агар бурчак тезлик вақт ўтиши билан ўзгармаса ($\omega = \text{const}$) айланиш текис айланиш дейилади ва бу ҳаракат айланиш даври (T) ҳамда айланиш частотаси (ν) билан белгиланади. Айланиш даври - моддий нуқтанинг айлана бўйлаб тўла бир марта айланиши учун кетган вақтдир. Тўла айланишда (яъни $\Delta t = T$ бўлганда) моддий нуқта 0 нуқта атрофида $\phi = 2\pi$ радиан (360°) бурчакка бурилади. Шундай қилиб, тўла айланишда (1) формула қуйидаги кўринишни олади:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \quad (3)$$

Текис айланишда ω катталиқ айланишнинг доиравий (ёки циклик) частотаси дейилади. Бирлик вақт давомидаги айланишлар сонига айланиш частотаси (ν) дейилади, яъни

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}$$

Бундан кўринадики, айланишнинг доиравий частотаси билан айланиш частотаси қуйидаги боғланишга эга:

$$\omega = 2\pi\nu \quad (4)$$

Текис айланишда муайян t вақт оралиғида моддий нуқта аниқ бирор ϕ бурчакка бурилса, бу бурчак (1) га асосан қуйидагича ифодаланади.

$$\phi = \omega t \quad (5)$$

Бурилиш бурчаги $\Delta\phi$ радианларда ўлчанганлиги учун бурчак тезлик (1) га асосан радиан тақсим секунд (рад/с)ларда ўлчанади. Айланиш частотаси ν эса бир тақсим секунд (1/с) ларда ўлчанади.

Моддий нуқтанинг маълум вақт оралиғида ўз траекторияси (айлананинг ёйи) бўйлаб ўтган йўли эгрилик радиуси ва бурилиш бурчаги билан ифодаланади, яъни $\Delta S = R\Delta\phi$

бўлади. ΔS масофани моддий нукта Δt вақт давомида ўтган бўлса, унинг чизикли тезлигининг модули

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{R\Delta\varphi}{\Delta t} = R \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \omega R \quad (6)$$

$\vec{r}$

Демак, айлана бўйлаб текис ҳаракатда чизикли тезлик айлананинг радиусига мутаносиб (пропорционал) экан. Чизикли тезлик вектор катталиқ бўлиб, унинг йўналиши қуйидагича аниқланади: Δt вақт оралиғини чексиз кичик қилиб олсак. А нукта В нуктага чексиз яқинлашади ва айлана бўйлаб ҳаракатланаётган моддий нуктанинг кўчиш вектори ($\Delta \vec{r}$) бу нукталарга ўтказилган уринма билан устма-уст тушади. Демак, чизикли тезлик ($v = \lim_{t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}$) нинг йўналиши траектория (айлана)га уринма равишда ҳаракат томонга йўналган. (6) формула вектор кўринишда қуйидагича ёзилади:

$$\vec{v} = |\vec{\omega} \vec{R}| \quad (7)$$

яъни айланма ҳаракатдаги чизикли тезлик бурчак тезлик вектори билан радиус-вектор $\vec{R}$ нинг вектор кўпайтмасига тенгдир.

Вақт ўтиши билан ω нинг қиймати ўзгариб борса (нотекис ҳаракат), бу ўзгариш бурчак тезланиш деган вектор катталиқ билан ифодаланади:

$$\vec{\varepsilon} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{\omega}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\omega}}{dt} = \dot{\vec{\omega}} \quad (8)$$

Бу ифодани (2) га асосан қуйидагича ёзиш мумкин

$$\vec{\varepsilon} = \frac{d^2 \vec{\varphi}}{dt^2} \quad (9)$$

яъни бурчак тезланиш бурчак тезликдан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосилага ёки бурилиш бурчагидан вақт бўйича олинган иккинчи тартибли ҳосилага тенг.

Чизиқли тезланиш чизиқли тезликдан вақт бўйича олинган биринчи тартибли хосилага тенг бўлгани учун (7) ва (9) га асосан қуйидагига эга бўламиз:

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{d(\omega R)}{dt} = R \frac{d\omega}{dt} = R \frac{d^2\varphi}{dt^2} = R\varepsilon$$

Демак, чизиқли тезланиш ($\varepsilon = \text{const}$ бўлганда) айланиш радиусига мутаносиб катталиқдир.

Айлана бўйлаб содир бўлаётган текис тезланувчан ҳаракатда Δt вақт давомида моддий нукта φ бурчакка бурилади ва бу бурчак (1.29) га кўра қуйидагича ифодаланади:

$$\varphi = \omega_0 t \pm \frac{\varepsilon t^2}{2}$$

бу ерда ω_0 - бошланғич бурчак тезлик.

Эгри чизиқли ҳаракатда тезлик ва тезланиш. Марказга интилма ва уринма тезланишлар.

Моддий нуктанинг траекторияси эгри чизиқдан иборат бўлса, бу ҳаракат эгри чизиқли дейилади. Эгри чизиқли ҳаракатда тезлик векторининг модули ўзгариши билан бир қаторда унинг йўналиши ҳам ўзгаради.

Фараз қилайлик, моддий нукта эгри чизиқли траектория бўйлаб ҳаракат қилиб, Δt вақт давомида ΔS масофани ўтиб, M нуктадан N келсин ва шу вақт оралиғида унинг тезлиги, $\vec{v}_1$ дан $\vec{v}_2$ га ўзгарган бўлсин. Δt вақт давомида тезликнинг сон қиймати ва йўналиши бўйича ўзгаришини аниқлаб олиш учун қуйидагича иш кўрамыз: $\vec{v}_1$ векторни ўзига параллел равишда M нуктага кўчирамыз ва $\vec{v}_1$ ҳамда $\vec{v}_2$ векторларнинг учларини $\Delta \vec{v}$ вектор билан туташтирамыз.

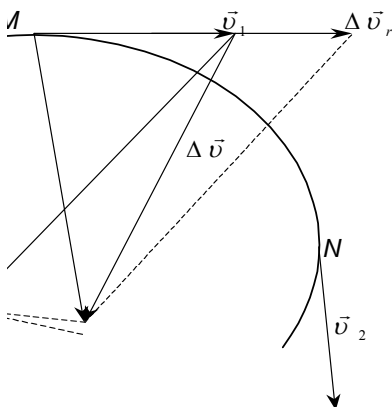
Векторларни айириш қондасига асосан $\Delta \vec{v}$ вектор $\vec{v}_2$ ва $\vec{v}_1$ векторларнинг айирмасидан иборат. Унинг йўналиши ҳаракат йўналиши билан мос эмас. Уни траекторияга уринмалар ($\vec{v}_1$ ва $\vec{v}_2$ йўналишлар бўйича) ва унга тик (нормал)

йўналишларга мос келувчи иккита ташкил этувчиларга ажратамиз.

Векторларни қўшиш қоида­сига асосан $\Delta \vec{v}$ вектор $\Delta \vec{v}_\tau$ ва $\Delta \vec{v}_n$ векторнинг йиғиндисидан иборат бўлади, яъни

$$\Delta \vec{v} = \Delta \vec{v}_\tau + \vec{v}_n \quad (1)$$

Юқоридаги расмдан кўриниб турибдики, $\Delta \vec{v}$ векторнинг $\Delta \vec{v}_\tau$ ташкил этувчиси



Δt вақт давомида тезликнинг сон қийматининг ўзгаришини кўрсатади. Маълумки, вақт бирлиги ичида тезликнинг ўзгариши тезланишни ифода­лайди. Тезликнинг сон қийматининг бирлик вақт давомида ўзгариши уринма (тангенциал) тезланиш дейилади ва a_τ билан белгиланади. Уни Δt нольга интилган ҳол учун қуйидагича аниқ­лаймиз:

$$a_\tau = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_\tau}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}_\tau}{dt} \quad (2)$$

Δt нолга интилганда унинг йўналиши $\Delta \vec{v}_1$ векторнинг M нуқтадаги йўналишига мос келади.

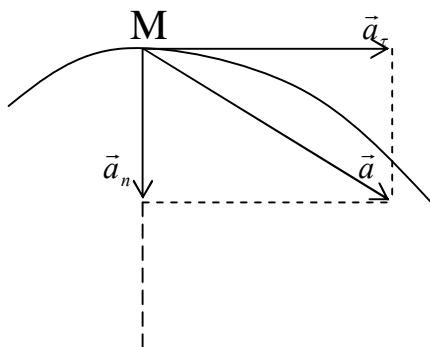
(1) формуладаги $\Delta \vec{v}$ векторнинг иккинчи ташкил этувчиси

$\Delta \vec{v}_n$ нинг лимити $\vec{a}_n = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_n}{\Delta t}$ марказга интилма тезланиш дейилади ва у

$$\vec{a}_n = \frac{v^2}{R} \vec{n} \quad (4)$$

тарзда ҳам ифодаланади. Юқорида ай­тил­ган­дек, бу тезланиш эгри чизиқли ҳаракатда вақт бирлиги ичида тезлик векторининг йўналиш бўйича ўзгари­шини ифода­лайди. Демак, марказга интилма тезланиш сон жиҳатдан чизиқли тезликнинг

квадратига мутаносиб ва траекториянинг эгрилик радиусига тескари мутаносибдир.



бўлади.

Тўлиқ тезланиш (1) формулага асосан уринма ва марказга интилма тезланишларнинг вектор йиғиндисига тенг бўлади.

$$\vec{a} = \vec{a}_\tau + \vec{a}_n \quad (5)$$

$$a^2 = a_\tau^2 + a_n^2 \quad (6)$$

яъни, тўла тезланиш модулининг квадрати уринма ва марказга интилма тезланишлар модуллари квадратларининг йиғиндисига тенг

Синов саволлари

1. Илгариланма ҳаракатни характерловчи қандай физик катталикларни биласиз?

2. Моддий нукта ҳаракатида босиб ўтилган йўл ва кўчиш нима билан фарқ қилади?
3. Жисм ҳаракатининг тезлиги ва тезланиши нима ва қандай бирликларда ўлчанади?
4. Нотекис ҳаракатда жисм тезлиги қандай бўлади? Оний тезлик нима?
5. Эгри чизикли ҳаракатда тезланиш қандай бўлади?
6. Айланма ҳаракатни характерловчи кинематик катталикларни айтиб беринг.
7. Бурчакли тезлик ва тезланишга таъриф беринг ва ифодаларини ёзинг.

Адабиётлар:

1. Т.И. Трофимова. Курс физики. Москва. «Высшая школа», 1998 г. стр. 8-12.
2. А. Қосимов, Х. Жўрақулов, А. Сафаров. Физика курси. Тошкент. «Ўзбекистон», 1994 й. I том. Механика. 12-32 бетлар.
3. И.В. Савельев. Курс физики. Том I. Механика. Молекулярная физика. Москва. «Наука», 1989 г. стр. 11-33.
4. А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. Курс физики. Москва, «Высшая школа», 1989 г. стр. 8-16.
5. О. Ахмаджонов. Физика курси. Тошкент. «Ўқитувчи». I том. Механика ва молекуляр физика. 1987 й. 13-19 бетлар.
6. Р.Ф. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Москва. «Мир». 1977 й. Том I-II. стр. 142-159.

3-маъруза

Режа.

Динамиканинг асосий вазифаси. Ньютон механикасида ҳолат тушунчаси. Жисмларнинг ўзаро таъсири. Куч, масса ва импульс. Табиатдаги

ўзаро таъсир турлари. Классик механиканинг қўлланиш чегараси. Табиатдаги кучлар. Ишқаланиш кучлари. Эластиклик кучлари. Гук қонуни. Оғирлик кучи ва жисм оғирлиги.

Моддий нуқталар динамикаси. Динамиканинг асосий вазифаси.

Ньютон механикасида ҳолат тушунчаси.

Механиканинг динамика бўлимида жисмлар ҳаракатини мазкур ҳаракатни юзага келтирувчи сабаблар моҳияти билан боғлаб ўрганилади. Динамиканинг вазифаси асосан икки қисмдан иборат:

1. Жисм ҳаракати маълум бўлса унга таъсир этувчи кучни аниқлаш.

2. Жисмга таъсир этувчи куч маълум бўлган тақдирда ҳаракат қонунини аниқлаш.

Моддий нуқтанинг берилган вақтдаги ҳолати унинг радиус вектори $\vec{r}$ ва тезлиги $\vec{v}$ билан, яъни унинг x, y, z , координаталари ҳамда координата ўқлари бўйича тезликнинг проекциялари v_x, v_y, v_z билан тўла аниқланади. N моддий нуқтадан иборат тизимнинг берилган вақтдаги ҳолати тизимдаги моддий нуқталарнинг радиус - векторлари $\vec{r}_1, \vec{r}_2 \dots, \vec{r}_N$ ва уларнинг тезликлари $\vec{v}_1, \vec{v}_2 \dots \vec{v}_N$ билан ифодаланади. Демак, ҳар бир моддий нуқта фазода 3 тадан эркинлик даражасига эга бўлганлиги учун N та моддий нуқтадан иборат тизимнинг ҳаракатини аниқловчи катталиклар 6 N га тенг бўлади.

Куч. Масса. Импульс

Жисмларнинг ўзаро таъсири натижасида уларнинг ҳаракати ўзгаради, натижада улар тезланиш билан ҳаракат қиладилар. Жисмларга бериладиган тезланишнинг сабабчиси кучдир.

Куч-жисмни деформацияловчи ҳамда унга тезланиш берувчи сабабдир.

Ташқи куч таъсирида жисмларни ҳаракатга келтирмоқчи бўлганимизда уларнинг кўрсатган "қаршилиги" ва бир хил

таъсирида уларнинг олган ҳар хил тезланишлари ҳар бир жисмнинг ўзига хос хусусияти билан аниқланади. Жисмларнинг бу хусусиятини инертлик дейилади. Жисм инертлигининг ўлчови масса деб аталади. Демак, жисмнинг массаси нақадар катта бўлса, унинг инертлиги ҳам шу қадар ошади. Масса жисмнинг энг асосий ҳоссаларидан биридир.

Тажрибаларнинг кўрсатишича шакллари бир хил, массалари эса m_1 ва m_2 бўлган жисмларнинг ҳар бирига бир хил ташқи куч билан таъсир этсак, улар олган тезланишлар (a_1 ва a_2) мазкур жисмларнинг массаларига тескари мутаносибдир, яъни

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{m_2}{m_1} \quad (1)$$

Тажрибаларнинг кўрсатишича, масса аддитив катталиқдир, яъни жисм массаси унинг айрим бўлаклари массаларининг йиғиндисига тенг. Механик тизимнинг массаси тизимнинг таркибига кирувчи барча жисмлар массаларининг йиғиндисига тенг.

Ҳаракатдаги жисм массаси билан тезлигининг кўпайтмаси жисмнинг импульси дейилади:

$$\vec{p} = m\vec{v} \quad (2)$$

Жисм импульси – тезлик вектори йўналишидаги вектор катталиқдир, n та моддий нуқта (ёки n та жисм) дан иборат механик тизимни олиб қарасак, унинг импульси ундаги моддий нуқталар импульсларининг вектор йиғиндисига тенг.

$$\vec{P} = \sum \vec{P}_i = \sum m_i \cdot \vec{v}_i \quad (3)$$

бунда $\vec{P}_i$, m_i ва $\vec{v}_i$ лар тизимга кирувчи i -нчи моддий нуқтанинг мос равишда импульси, массаси ва тезлигидир.

Импульсни ифодаловчи (2) ва (3) формулалар «секин» ҳаракатлар учун туғридир. «Секин» ҳаракат деганда жисмнинг тезлиги ($\vec{v}$) ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги ($c=3 \cdot 10^8$ м/с)га нисбатан жуда кичик ($v \ll c$) тезлик билан содир бўлаётган ҳаракатни тушунамиз.

Табиатдаги ўзаро таъсир турлари.

Табиатда юз берадиган ҳар бир ҳодиса ва жараёнлар асосида 4 хил ўзаро таъсир ётади. Буларга кучли, электромагнит, кучсиз ва гравитацион ўзаро таъсирлар киради. Ҳар бир ўзаро таъсир ўзига ҳос хусусиятларига эга бўлиб таъсир вақти ва доимийси билан характерланади.

Кучли ўзаро таъсир "субатом" зарралар орасида (адронлар-протон, нейтрон, пи мезонлар ва бошқалар) жуда қисқа масофаларда (10^{-13} см) ва вақт давомида (10^{-23} сек) юз беради.

Иккита зарраларнинг кучли ўзаро таъсири натижасида кўплаб янги зарралар пайдо бўлади.

Электромагнит ўзаро таъсир электр зарядига эга бўлган зарралар ва квантлар орасида юз беради. Ўзаро таъсир вақти ($10^{-11} \div 10^{-20}$) сек га тенг. Кучсиз ўзаро таъсир асосан зарраларнинг емирилишида кузатилади. Нейтроннинг протонга, *Пи* мезонларнинг *мю* мезонларга емирилиши ва бошқалар кучсиз ўзаро таъсир натижасида юз беради. Ўзаро таъсир вақти 10^{-10} секдан бир неча ўн минутлар оралиғида бўлади. Ҳар бир ўзаро таъсир майдон "квантлар"и деб аталадиган заррачалар ва квантлар воситасида юз беради. Кучли ўзаро таъсир "кванти" "глюонлар", электромагнит ўзаро таъсир кванти " γ -квантлар", кучсиз ўзаро таъсир кванти Z^0 ва $W^{\pm}$ "бозонлар", гравитацион ўзаро таъсир "гравитонлар" деб аталадиган квантлар воситасида юз беради.

Юқорида санаб ўтилган ўзаро таъсирлар орасида энг кучсизи гравитацион ўзаро таъсиридир. Бу таъсир вақти ва масофаси жуда катта бўлиб ҳар қандай массага эга бўлган жисмлар ва уларни ташкил қилган заррачалар орасида юз беради.

Гравитацион ўзаро таъсир қонунини биринчи бўлиб Ньютон кашф қилган ва фанга "Бутун олам тортишиш қонуни" номи билан кирган. Бу қонунга асосан *массалари m_1 ва m_2 бўлган ҳар қандай жисмлар r масофадан туриб массаларнинг кўпайтмасига тўғри ва ораларидаги масофанинг квадратига тескари пропорционал куч билан ўзаро таъсирлашадилар*, яъни:

$$F = \gamma m_1 m_2 / r^2$$

Пропорционаллик коэффициентни $\gamma = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ Н м}^2/\text{кг}^2$ гравитацион доиймиси дейилади.

Классик механиканинг қўлланиш чегараси.

Классик механика ёки Ньютон механикасининг қўлланилишининг 2-чегараси мавжуд. Биринчидан, Ньютон механикаси ёруғлик тезлигидан жуда кичик тезликлар билан ҳаракат қилувчи жисмлар учун қўлланилиши мумкин. Ёруғлик тезлигига яқин тезликлар билан ҳаракатланадиган жисм (зарра)ларнинг ҳаракат қонунларини релятивистик механика ўрганади.

Иккинчидан, Ньютон механикасини микрозарралар ҳаракати учун қўллаб бўлмайди. Ньютон механикасида ҳаракатдаги жисмнинг исталган пайтдаги ҳолати унинг аниқ координаталари (x, y, z) ва тезлиги (v_x, v_y, v_z) ёки импульси (P_x, P_y, P_z) орқали аниқланади. Ҳаракатдаги жисмнинг исталган пайтдаги координаталари ва тезлиги аниқланган бўлса, унинг фазодаги траекторияси ҳам маълум бўлади.

Квант механикаси тасаввурларига кўра ҳаракатдаги микрозарраларнинг ҳолатини унинг координаталари ва тезликларининг аниқ қийматлари орқали аниқлаб бўлмайди; *ихтиёрий олинган бирор пайтда ҳаракатдаги микрозарраларнинг координатаси қанча кичик хатолик билан аниқланса, унинг импульсини аниқлашдаги хатолик Δp шунча катта бўлади.* Бу хатоликлар орасида қуйидаги муносабат мавжуд:

$$\Delta x \Delta p \leq \hbar \text{ ёки } \Delta x m \Delta v_x \leq \hbar$$

Бу муносабатларга Гейзенбергнинг ноаниқлик муносабати дейилади.

Бу муносабатларга асосан микрозарралар координатаси ва импульсини бир вақтда аниқ ўлчаб бўлмайди. Аниқлашдаги хатолик ($\Delta p, \Delta x$) лар ўлчаш методикасида йўл қуйиладиган хатоликларга боғлиқ бўлмасдан, зарраларнинг тўлқин

хусусиятига эга эканлигидан келиб чиқади. Хулоса қилиб айтганда микрозарраларнинг ҳаракати Ньютон механикасидаги "моддий нукта" ҳаракати тушунчасига нисбатан анча мураккаб бўлиб, ундаги "траектория бўйлаб ҳаракат" тушунчасини микрозарраларга ҳамма вақт ҳам тадбиқ қилиб бўлмайди.

Ишқаланиш кучлари

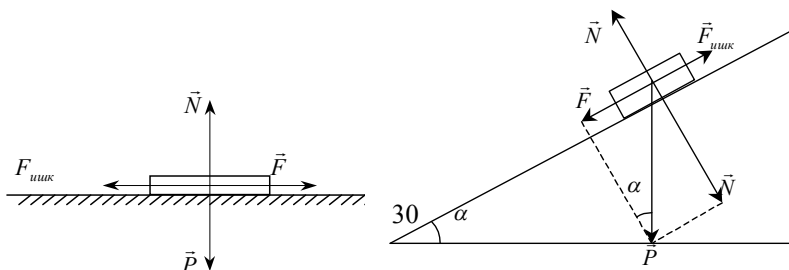
Тажрибадан маълумки бир жисм бошқа бир жисм юзасида сирпаниб ҳаракатланаётган бўлса ва бу жисмга бошқа жисмлар таъсир қилмаётган бўлса ҳаракатдаги жисм вақт ўтиши билан тўхтайди. Бунга сабаб бир-бирига сирпанаётган жисмлар орасида юзага келадиган ишқаланиш кучидир. Ишқаланиш кучлари сирпанаётган жисмларнинг нисбий тезликларига боғлиқ. Ишқаланиш кучлари табиати хар-хил бўлиб, уларнинг таъсири натижасида жисм механик энергияси ички энергияга айланади.

Ташқи (қуруқ) ва ички (суюқ ёки қовушқоқ) ишқаланиш кучлари мавжуд. Бир-бирига тегиб сирпанаётган жисмлар орасида пайдо бўладиган ишқаланиш кучи ташқи ишқаланиш кучи бўлади. Бир-бирига тегиб турган жисмлар тинч турганларида тинчликдаги ишқаланиш кучлари таъсир қилади. Ҳаракатдаги жисмлар орасида эса сирпаниш, думаланиш ва бошқа ишқаланишлар юзага келади.

Ташқи ишқаланиш кучлари сирпанаётган жисмларнинг бир-бирига тегиб турадиган юзаларининг "ғадир-будурлиги" туфайли юзага келади. Юзалар силлиқ бўлса ишқаланиш молекулаларнинг ўзаро тортишиш кучлари туфайли юзага келади.

Бирор текистликда F -куч таъсирида сирпанаётган жисмни ҳаракатини қарайлик. $F \geq F_{\text{ишқ}}$ бўлган ҳолдагина жисм ҳаракатга келади.

Француз физиклари Г.Амонтон (1663-1705) ва Ш.Кулон



(1736-1806) тажриба йўли билан қуйидаги

қонунни топдилар: *сирпаниш ишқаланиш кучи ($F_{\text{ишқ}}$), бир жисмнинг иккинчи жисмга таъсирини белгиловчи нормал босим кучи (N) га пропорционал (мутаносиб)дир*, яъни: $F_{\text{тр}}=kN$. Бу ерда k -сирпаниш ишқаланиш коэффициентини бўлиб, жимлар юзаларининг хусусиятларидан боғлиқдир.

Агар жисм қиялик бурчаги α бўлган қия текистликда турган бўлса, у ҳолда оғирлик кучининг тангенциал ташкил этувчиси F ишқаланиш кучига тенг ёки катта ($F \geq F_{\text{ишқ}}$) бўлса ҳаракатга келади.

Чегаравий ҳол учун $F=F_{\text{ишқ}}$ ёки расмга асосан $P \sin \alpha = kN = kP \cos \alpha$. Бундан $k = \tan \alpha$.

Силлиқ юзалар учун молекулалараро ўзаро тортиш кучларининг роли намоён бўла бошлайди. Шунинг учун Б.В. Дерягин томонидан сирпаниш ишқаланиш учун қуйидаги қонун таклиф этилган:

$$F_{\text{ишқ}} = k_x(N + Sp_0)$$

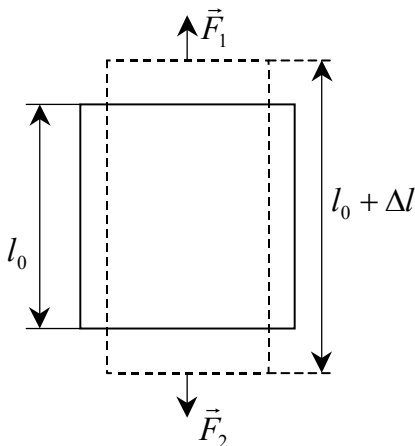
Бу ерда p_0 молекулалар орасидаги тортиш кучи туфайли юзага келадиган ва улар орасидаги масофа ошганда кескин камайдиган қўшимча босим, S - жисмларнинг бир-бирига тегиб турадиган қисмларининг юзаси.

k_x - ҳақиқий ишқаланиш коэффициентини.

Эластиклик кучлари. Гук қонуни.

Табиатда мутлоқ қаттиқ жисмлар йўқ ва ҳар қандай реал қаттиқ жисмлар бирор ташқи куч таъсирида ўз шакли ва ўлчамларини ўзгартирадилар яъни деформацияланадилар.

Агар ташқи куч таъсири йўқолганда жисм ўз шакли ва ўлчамларини қайта тикласа деформация эластик деформация дейилади, акс ҳолда деформация пластик ёки қолдиқ деформация дейилади.



Узунлиги l ва кўндаланг кесими S бўлган ва учларига F_1 ва F_2 кучлар қўйилган стерженни кўрайлик. Бу кучлар ўзаро тенг бўлиб уларнинг таъсирида стерженнинг узунлиги Δl га ўзгарсин. Чўзилишда Δl ишораси мусбат, сиқилишда эса манфий бўлади.

Бирлик кўндаланг кесим юзасига таъсир қилувчи кучга кучланиш дейилади, яъни:

$$\square = F/S$$

... (1).

Агар куч нормал йўналишда қўйилган бўлса кучланиш нормал кучланиш, агар юзага уринма йўналишида қўйилса тангенциал кучланиш дейилади.

Жисм деформациясининг миқдор жihatдан характерловчи катталиқ нисбий деформация ҳисобланади. Стержень узунлигининг нисбий узайиши:

$$\varepsilon = \Delta l / l_0 \quad \dots \quad (2)$$

Ингилиз физиги Р.Гук нисбий узайиш ε ва кучланиш $\square$ бир-бирига тўғри пропорционал эканлигини тажрибада аниқлади:

$$\square = E\varepsilon \quad \dots \quad (3)$$

Пропорционаллик коэффициентини Е-Юнг модули дейилади. (3) дан кўринадики, Юнг модули нисбий узайиши бирга тенг бўлгандаги кучланиш билан аниқланади. (1), (2) ва (3) ларга асосан

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l_0} = \frac{\sigma}{E} = \frac{F}{ES} \quad \text{ёки} \quad F = \frac{ES}{l_0} \Delta l = k\Delta l$$

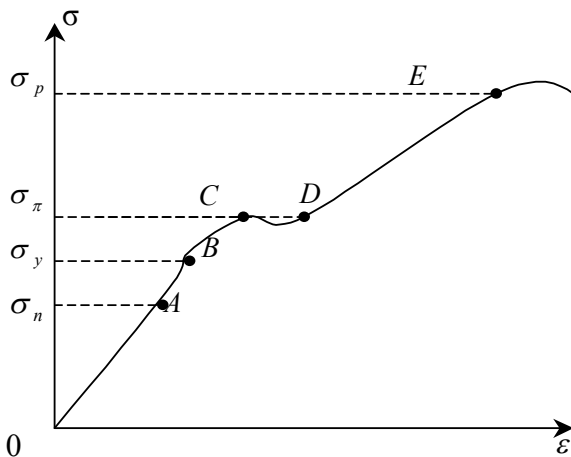
яъни $F = k\Delta l$. . . (4) бу ерда k - эластиклик коэффициентини.

Жисм деформацияланганда уни ўз ҳолатига қайтарадиган ички куч- эластиклик кучи пайдо бўлади. Эластиклик чегарасида жисм деформацияланганда $F = -F_{эл}$ у ҳолда

$$F_{эл} = -k\Delta l \quad \dots \quad (5)$$

Бунга Гук қонунининг бошқача кўриниши ҳам дейилади.

Каттиқ жисмлар деформацияси фақат маълум чегарадагина Гук қонунига буйсунади. Деформация ва кучланиш орасидаги боғланишни кучланиш диаграмма-си кўриниши-да



тасвирланади.

Диаграмма-дан кўринади-ки, Гук томонидан аниқланган

□(ε)-чизиқли боғланиш қисқа интервал чегарасида бажарилади (ОА) Бу чегарага пропорционаллик чегараси (σ_н) дейилади.

Кучланиш ошиши билан, эластиклик чегараси (□_у) гача эластиклик сақланади ва қолдиқ деформация ҳосил бўлмайди (АВ).

Оқувчанлик чегараси (□_т) гача қолдиқ деформация пайдо бўлади (ВС).

Оқувчанлик чегараси (□_т) дан бошлаб деформация кучланишдан боғлиқ бўлмай ошади (СД). Бу соҳага оқувчанлик соҳаси дейилади.

Ҳар бир каттиқ жисм учун мустаҳкамлик чегараси (□_р) мавжуд бўлиб кучланишнинг бу қийматидан бошлаб жисм узилиб (бузилиб) кетади.

Оғирлик кучи. Жисм оғирлиги.

Ер (шари) яқинида жойлашган ҳар қандай жисмга гравитацион тортишиш кучи таъсир қилади ва Ньютоннинг II қонунига асосан бу куч таъсирида жисм эркин тушиш тезланиши g билан ҳаракат қилади. Яъни Ер билан боғланган санок системасида ҳар қандай m массали жисмга $\vec{p} = m\vec{g}$ куч таъсир қилади. Бу кучга оғирлик кучи дейилади. Ернинг ўз ўқи атрофидаги кундалик айланишларини ҳисобга олмасак $\vec{g}$

ни ўзгармас деб қараш мумкин, у ҳолда оғирлик кучи ва гравитацион тортишиш кучи ўзаро тенг бўлади, яъни:

$$p = mg = F = \gamma \frac{mM}{R^2} \quad \text{бу ерда } M\text{-Ер массаси,}$$

m -жисм массаси, R -Ер радиуси. Бу формула жисм Ер сиртида турган ҳол учун ўринли. Агар жисм Ер сиртидан h -баландликда турган бўлса:

$$p = \gamma \frac{mM}{(R + h)^2},$$

яъни, оғирлик кучи жисм Ер сиртидан узоқлашганда камаяди. Оғирлик кучидан ташқари жисмнинг оғирлиги деган катталик ҳам киритилган. Жисмнинг оғирлиги деганда Ернинг тортиш кучи натижасида унинг таянчга ёки осмага кўрсатадиган таъсир кучига айтилади. Жисм оғирлигининг сон қиймати

$p' = m(g \pm a)$ формуладан топилади. Агар жисм таянч билан биргаликда тортишиш (гравитацион) майдонда вертикал юқорига a -тезланиш билан ҳаракат қилаётган бўлса «+» ишора олинади, агар пастга ҳаракатланаётган бўлса «-» ишора олинади. Демак, жисмнинг оғирлиги сон қиймати жиҳатидан оғирлик кучидан фарқ қилиши мумкин экан. $p' > p$ бўлган ҳолатни «зўриқиш» (перегрузка) ҳолати дейилади. $p' = 0$ ҳолатни вазнсизлик ҳолати дейилади. Агар жисм тинч турган бўлса $p' = p = mg$ бўлади.

Синов саволлар

1. Куч нима ва у қандай бирликларда ўлчанади?
2. Жисм импульс нима ва у қандай бирликларда ўлчанади?
3. Табиатда қандай кучларни биласиз?
4. Табиатдаги ўзаро таъсир турларини санаб беринг.
5. Оғирлик кучи ва жисм оғирлигига таъриф беринг.
6. Қандай кучга эластиклик кучи дейилади?
7. Гук қонунини таърифланг

Адабиётлар

7. Т.И. Трофимова. Курс физики. Москва. «Высшая школа», 1998 г. стр. 15-17.
8. А. Қосимов, Х. Жўрақулов, А. Сафаров. Физика курси. Тошкент. «Ўзбекистон», 1994 й. I том. Механика. 38-42 бетлар.
9. И.В. Савельев. Курс физики. Том I. Механика. Молекулярная физика. Москва. «Наука», 1989 г. стр. 34-36, 44-51.
10. А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. Курс физики. Москва, «Высшая школа», 1989 г. стр. 17-26.
11. О. Ахмаджонов. Физика курси. Тошкент. «Ўқитувчи». I том. Механика ва молекуляр физика. 1987 й. 23-30 бетлар.
12. Р.Ф. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Москва. «Мир». 1977 й. Том I-II. стр. 160-168.
13. Р.Ф. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Москва. «Мир». 1977 й. Том VII. стр. 233-259.

4-маъруза

Режа

Ньютоннинг биринчи қонуни.
Инерциал санок тизимлари.
Ньютоннинг иккинчи қонуни.
Илгарилама ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси. Ньютоннинг учинчи қонуни. Ноинерциал санок тизимлари. Инерция кучлари. Илгарилама ва айланма ҳаракатларда юзага келадиган инерция кучлари. Кориолис кучи. Импульснинг сақланиш қонуни. Инерция маркази ва унинг сақланиш қонуни.

Ньютоннинг биринчи қонуни. Инерциал санок тизимлари.

Динамиканинг асосини Ньютоннинг учта қонуни ташкил этади. Ньютоннинг биринчи қонуни қуйидагича тарифланади: *жисмга бошқа жисмлар таъсир этмаса, у тинч ҳолатда бўлади ёки ўзининг тўғри чизиқли текис ҳаракатини сақлайди.*

Тўғри чизиқли текис ҳаракатдаги жисмга бошқа жисмлар таъсир этмаса у тезланишсиз ҳаракат қилади, яъни жисм ўз инерцияси билан тўғри чизиқли текис ҳаракатини абадий давом эттиради. Шунинг учун Ньютоннинг биринчи қонуни инерция қонуни дейилади.

Жисмга бошқа жисмлар таъсир этмаса уни эркин жисм дейилади.

Ньютоннинг биринчи қонунида тўғри чизиқли текис (тезланишсиз) ҳаракатни кўзда тутилгани туфайли бу қонун барча санок тизимларида бажарилавермайди. *Ньютоннинг биринчи қонунини қаноатлантирадиган санок тизимлари инерциал санок тизимлари дейилади.* Бошқача қилиб айтганда, инерциал санок тизим деб, шундай санок тизимга айтиладики, унда эркин жисм тинч ҳолатда бўлади ёки ўзгармас тезлик билан тўғри чизиқли ҳаракат қилади.

Ўз-ўзидан равшанки, агар бирор инерциал тизимни танлаб олган бўлсак, у ҳолатда унга нисбатан тўғри чизиқли текис ҳаракат қилаётган бошқа санок тизимлари ҳам инерциал санок тизими бўлади.

Ньютоннинг иккинчи қонуни. Жисмнинг ҳаракат тенгламаси.

Ньютоннинг иккинчи қонуни динамиканинг асосий қонуни ҳисобланади ва қуйидагича таърифланади: *ташқи куч таъсирида жисмнинг олган тезланиши шу кучга мутаносиб (пропорционал) ва унинг массасига тесқари мутаносибдир, яъни:*

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} \quad (1).$$

Бу ифодани қуйидагича ёзамиз:

$$\vec{F} = m\vec{a} \quad (2)$$

Тезланиш вектори ($\vec{a}$) таъсир этувчи куч ($\vec{F}$) йўналиши томонга йўналган. Бу формуладан кўриниб турибдики, массаси m бўлган жисмнинг олган тезланиши таъсир этувчи кучга мутаносибдир.

Бир вақтнинг ўзида жисмга бир неча кучлар таъсир этаётган бўлса, натижавий куч таъсир этувчи барча кучларнинг вектор йиғиндиси сифатида аниқланади (масалан, оғирлик кучи таъсирида қия текислик бўйлаб ҳаракат қилаётган жисмга

таъсир этувчи натижавий куч оғирлик кучининг қия текистлик бўйлаб ташкил этувчи билан ишқаланиш кучининг вектор йиғиндисига тенг бўлади):

$$\vec{F} = \sum \vec{F}_i \quad (3)$$

(3) ифода кучларни қўшиш (суперпозиция) қонунининг мазмунини ифодалайди. Бу қоида қуйидагичадир: *жисмга қўйилган кучлардан ҳар бирининг таъсири жисмнинг тинч ҳолатда ёки ҳаракатда эканлигига, унга таъсир этувчи бошқа кучларнинг сони ва табиатига боғлиқ эмас.* Бу қоида кучлар таъсирининг мустақиллиги қонуни деб ҳам юритилади.

Агар $\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}$ эканлигини эътиборга олсак, Ньютоннинг иккинчи қонунини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (4)$$

Жисмнинг массаси ўзгармас катталиқ бўлгани учун уни дифференциал ишораси остига киритамиз ва $m\vec{v}$ жисм импульсининг ифодаси эканини назарда тутиб (4) ни қуйидагича ёзамиз.

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{p}}{dt} \quad (5)$$

Бу ифода Ньютон иккинчи қонунининг асосий кўринишларидан бири бўлиб, қуйидагича таърифланади: *жисм импульсининг ўзгариш тезлиги таъсир этувчи кучга тенг ва у билан бир хил йўналишига эга.* Бошқача айтганда, *жисм импульсининг вақт бўйича ҳосиласи унга таъсир этаётган кучга тенг.*

Массаси m бўлган жисмга бир вақтнинг ўзида бир неча $(\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n)$ куч таъсир этаётган бўлса, унинг олган тезланиши қуйидагига тенг бўлади:

$$\vec{a} = \sum_i \vec{a}_i = \sum_i \frac{\vec{F}_i}{m} = \frac{\vec{F}}{m} \quad (6)$$

бу ерда $\vec{F}$ - жисмга таъсир этаётган барча кучларнинг тенг таъсир этувчиси бўлиб, у параллелограмм қонидаси бўйича аниқланади. Шу нарсга алоҳида эътибор бериш керакки, (1), (2), (3) ва (5) формулаларда келтирилган $\vec{F}$ куч амалда жисмга таъсир этувчи барча кучларнинг тенг таъсир этувчисини акс эттиради, мазкур формулалардаги тезлик ва тезланишлар эса инерциал санок тизимига нисбатан аниқланади.

Ньютоннинг иккинчи қонунини ифодаловчи (5) формула (ҳамда унга тенг маъноли бўлган 4 формула) жисмнинг ҳаракат тенгламаси дейилади.

Ньютоннинг учинчи қонуни

Ньютоннинг учинчи қонуни унинг биринчи ва иккинчи қонунлари сингари тажриба натижаларига асосланган бўлиб, қуйидагича таърифланади: *икки жисмнинг ўзаро таъсирлашиш кучларни сон жиҳатдан ўзаро тенг ва йўналиши бўйича қарама-қарши томонларга йўналган*. Бу қонунларнинг аналитик ифодаси қуйидагича ёзилади:

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$$

Бу ерда $\vec{F}_{12}$ ва $\vec{F}_{21}$ кучлар иккита алоҳида-алоҳида жисмларга қўйилгандир; хусусан $\vec{F}_{12}$ иккинчи жисм томонидан биринчи жисмга таъсир этувчи куч, $\vec{F}_{21}$ эса биринчи жисм томонидан иккинчи жисмга таъсир этувчи куч бўлиб, бу кучни одатда акс таъсир кучи дейилади.

Бу ифодадаги манфий ишора кучларнинг қарама-қарши томонга йўналишини акс эттиради. Шу нарсани алоҳида таъкидлаш лозимки, кучларни таъсир ва акс таъсир кучларига

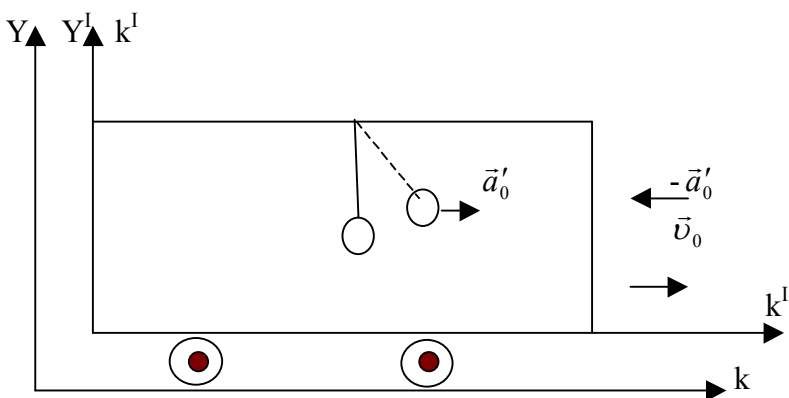
шартли равишда ажратилади, аслида эса иккала кучнинг табиати бир хил бўлиб, улар ўзаро таъсир кучларидир.

Ўзаро таъсир кучлари ҳар бир муайян ҳолда турли физик табиатга эга бўлиши мумкин: жисмлар бир-бирига бевосита текканда ёки улар тўқнашганда юз берадиган ўзаро таъсир кучлари (контакт кучлари); гравитация майдонига киритилган жисмларга таъсир этувчи кучлар; электр майдонига киритилган зарядланган жисмларга таъсир этувчи кучлар; магнит майдонига киритилган токли ўтказгичга таъсир этувчи кучлар ва ҳоказо.

Ноинерциал санок тизимлари. Инерция кучлари.

Бирор инерциал санок тизимига нисбатан тезланиш билан ҳаракатланаётган тизим ноинерциал санок тизими дейилади.

Инерциал санок тизимларида жисмнинг тезланиш билан ҳаракатланишининг сабабчиси - унга таъсир этувчи ташқи кучдир, яъни бу санок тизимларида жисмга бирор бошқа жисм бевосита таъсир этсагина у тезланиш билан ҳаракатланади. Ноинерциал санок тизимларида эса жисмнинг тезланишига



эришиш табиати бошқачадир: жисмга бошқа бирор жисм бевосита таъсир қилмаган ҳолда ҳам мазкур санок тизимининг ҳаракат ҳолатини ўзгартириш орқали жисмга тезланиш бериш мумкин.

Ноинерциал санок системалари ҳақидаги тасаввурларни ойдинлаштириш мақсадида K ва K' санок тизимларини олиб қарайлик. K санок тизими ер сирти билан боғланган бўлиб, у K' га нисбатан тинч турган бўлсин, K' санок тизимини эса темир йўл вағони билан боғлайлик. Массаси m бўлган металл шарча ингичка ип билан вағоннинг шипига осилган. Дастлаб вағон K системасига нисбатан ўзгармас v_0 тезлик билан расмда кўрсатилган йўналишда тўғри чизиқли ҳаракат қилаётган бўлсин.

Шарчанинг ҳолатини K ва K' санок тизимларида турган икки кузатувчи нигоҳи билан кузатайлик. Вағон тўғри чизиқли текис ҳаракат қилаётганлиги сабабли K ва K' санок тизимидаги кузатувчиларнинг фикри айнан бир хил бўлади: шарча ўзининг тинч ҳолатини сақлаяпти - у осилган ип тик ҳолда турибди. Равшанки, бу ҳолда иккала K ва K' тизим инерциал санок тизимлари бўлиб хизмат қилади.

Текис ҳаракатда бўлган вағон энди тезлигини кескин ўзгартирсин; фараз қилайлик у тезлигини кескин камайтирсин. Вағоннинг бу пайтдаги ҳаракати текис секинланувчан ҳаракат бўлгани учун у v_0 га тескари йўналган тезланиш $(-\vec{a}_0)$ билан ҳаракатланади. Бинобарин, K' тизим энди ноинерциал санок тизими бўлиб қолади. K ва K' санок тизимларида туриб шарчанинг ҳолатини кузатувчилар энди икки хил манзарани қайд этадилар. Вағондаги кузатувчиларнинг нуқтаи назарича шарча расмда кўрсатилган йўналишда $\vec{a}'_0$ тезланиш билан ҳаркатага келади. Темир йўл ёнида турган кузатувчига шарча ўзининг текис ҳаракатини давом эттираётгандек, вағон эса шарчага нисбатан ўзининг аввалги тезлигини ўзгартириб, орқада қолаётган бўлиб туюлади. Шундай қилиб, K ва K' тизимлардаги икки кузатувчига айнан бир механик шодиса ҳар хил намоён бўлади. Демак, ноинерциал санок тизимида шарчанинг тезланиш билан ҳаракатланиши ва бу тезланиш K' санок тизимининг тезланишига сон жиҳатдан тенг бўлиб, йўналиши бўйича унга тескаридир:

$$\vec{a}' = -\vec{a}_0.$$

Келтирилган мулоҳазалардан биз шу хулосага келамизки, шарчага бошқа жисмлар таъсир қилмаётган бўлсада, у K'

санок тизимида қандайдир куч таъсирида $\vec{a}'_0$ тезланиш билан ҳаракатга келади. Бу куч K' санок тизимининг K санок тизимига нисбатан тезланувчан илгариланма ҳаракати туфайли вужудга келади ва бу «одатдаги» кучлардан фарқ қилади; бу куч **инерция кучи** дейилади.

Илгариланма ҳаракат қилаётган ноинерциал санок тизимида инерция кучлари.

Бизга маълумки, жисмларнинг бир-бирига таъсири туфайли вужудга келадиган кучлар Ньютоннинг иккинчи қонуни билан ифодаланади ва бу кучлар инерциал санок тизимларига нисбатан аниқланади. Ноинерциал санок тизимларида, умуман олганда, Ньютон қонунлари бажарилмайди, чунки бошқа жисмга қўйилган акс таъсир кучи мавжуд бўлмайди. Лекин жисмларнинг бир-бирига таъсир кучлари билан бир қаторда инерция кучларини ҳам ўзаро акс эттирувчи ифодани Ньютоннинг иккинчи қонуни тарзида ёзиш мумкин. Шундай қилиб, ноинерциал санок тизимида Ньютоннинг иккинчи қонуни қуйидагича кўринишга эга бўлади:

$$m\vec{a}' = \vec{F} + \vec{F}_{ин}, \quad (1)$$

бу ерда $\vec{F}$ - жисмларнинг бир-бири билан ўзаро таъсири туфайли мазкур жисмга таъсир этувчи "одатдаги" кучларнинг вектор йиғиндиси; $\vec{F}_{ин}$ - инерция кучлари; $\vec{a}'$, - мазкур жимнинг $\vec{F}$ ва $\vec{F}_{ин}$ кучлари таъсири таъсирида ноинерциал санок тизимида эришган тезланиши. Шуни алоҳида таъкидлаш лозимки, инерция кучлари ($\vec{F}_{ин}$) ноинерциал санок тизимининг инерциал санок тизимига нисбатан тезланиши билан аниқланади.

Ўзаро таъсир кучлари ($\vec{F}$) эса иккала санок тизимида ҳам бир хилдир, яъни

$$\vec{F} = m\vec{a}, \quad (2)$$

бу ерда $\vec{a}$ -жисмнинг инерциал санок тизимига нисбатан тезланиши бўлиб, мазкур жисмга бошқа жисмларнинг бевосита таъсири натижасидир. Ноинерциал санок тизимида жисмга таъсир этувчи инерция кучи қўйидагича ифодаланади:

$$\vec{F}_{ин} = m\vec{a}_0.$$

(3)

Бу кучни ноинерциал санок тизимининг тезланиши орқали ифодаласак, қўйидаги кўринишга келади:

$$\vec{F}_{ин} = -m\vec{a}_0.$$

Бу ифодадаги манфий ишора инерция кучи ноинерциал санок тизимининг тезланиш вектори йўналишига қарама- қарши томонга йўналганлигини билдиради.

(1) ва (2) тенгликлардан инерция кучи учун қўйидаги ифодага эга бўламиз:

$$\vec{F}_{ин} = -m(a' - a).$$

Агар ноинерциал санок тизимида ўзаро бир-бири билан таъсирлашувчи жисмлар бўлмаса ёки таъсир этувчи кучлар ўзаро мувозанатлашса ($\vec{F}=0$ ва $\vec{a}=0$ бўлса) $\vec{a}' = \vec{a}_0'$ бўлиши равшандир, у ҳолда $\vec{a}_0' = -\vec{a}_0$ тенгликка эга бўламиз, яъни қаралаётган жисмга бошқа жисмлар бевосита таъсир этмаса инерция кучи (3) формула тарзида ифодаланади.

Инерция кучларининг қўйидаги хусусиятларини таъкидлаб ўтамиз:

1. Инерция кучлари жисмларнинг ўзаро таъсири натижасида эмас, балки санок тизимининг тезланишли ҳаракати натижасида вужудга келади.

2. Инерция кучлари ҳар хил ноинерциал санок тизимларида ҳар хилдир, яъни бошқача тезланиш билан ҳаракатланаётган тизимга ўтишда инерция кучлари ҳам

ўзгаради. Инерция кучлари бундай ўтишга нисбатан инвариант эмас.

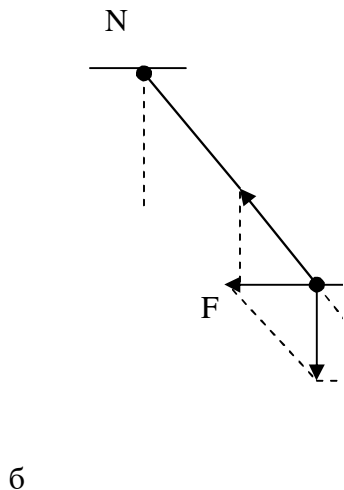
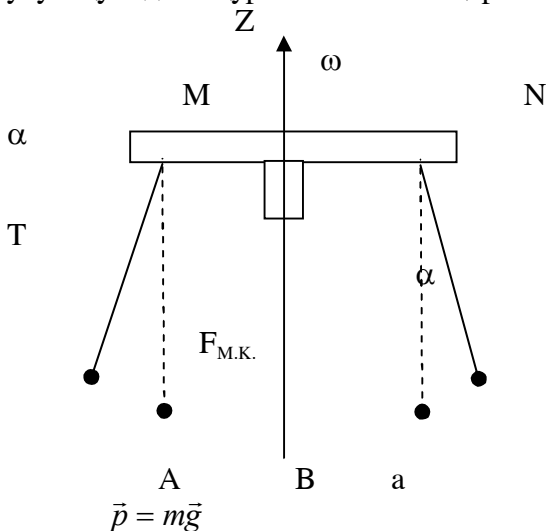
3. Инерция кучлари Ньютоннинг учинчи қонунига бўйсунмайди, яъни бирор жисмга инерция кучи таъсир қилаётган бўлса, бошқа жисмга қўйилган акс таъсир кучи мавжуд бўлмайди.

4. Инерция кучлари жисмнинг массасига мутаносиб бўлиб, бу хусусда улар гравитация кучларига ўхшашдир.

Айланувчи санок тизимида инерция кучи.

Кориолис кучи.

Хар қандай айланма ҳаракатда марказга интилма тезланиш мавжуд, шу сабабли айланма ҳаракат билан боғланган санок тизими ноинерциалдир. Айланувчи санок тизимидаги инерция кучлари ҳақида тасаввур ҳосил қилиш учун куйидаги қурилмани олиб қарайлик.



Тик ўққа ўрнатилган таёқчанинг М ва N нуқталарига ингичка ип орқали А ва В металл шарчалар расмда кўрсатилгандек осилган. Таёқча тинч ҳолатда бўлганида шарчалар осилган ип тик ҳолатда булади ва ҳар бир шарчанинг оғирлик кучи ипнинг таранглик кучи билан

мувозанатлашади. Энди таёқчани унга тик йўналган ва унинг ўртасидан ўтувчи Z ўқи атрофида бирор w бурчак тезлик билан айланма ҳаракатга келтирайлик. Табиийки, таёқча билан шарчалар ҳам Z ўқи атрофида айланма ҳаракатга келади ва натижада шарчалар улар осилган ип билан бирор бурчакка оғади. Айланиш жараёнида ҳар бир шарча радиуси R бўлган айлана бўлиб ҳаракат қилади.

Инерциал санок тизимида ҳар бир шарча R радиусли айлана бўйича ҳаракатланаяпти ва у Z ўқи атрофида

$$a_n = \frac{v^2}{R} = \omega^2 R \quad (1)$$

га тенг, марказга интилма тезланиш билан айланаяпти, бинобарин, шарчага

$$F = m\omega^2 R \quad (2)$$

бўлган марказга интилма куч таъсир этаяпти. Кўриниб турибдики, бу куч ипнинг таранглик кучи $\vec{T}$ билан шарчанинг оғирлик кучи $\vec{P}$ нинг тенг таъсир этувчисидир:

$$\vec{F} = \vec{P} + \vec{T}$$

Четланиш бурчаги $\vec{F}$ ва $\vec{P}$ кучлар билан қуйидагича боғланган:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{F}{P} = \frac{m\omega^2 R}{mg} = \frac{\omega^2 R}{g},$$

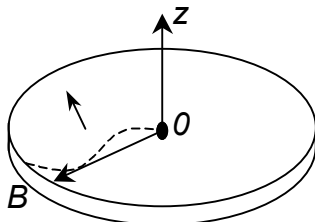
яъни шарчаларнинг оғиш бурчаги тезлигининг ва уларнинг айланиш радиусининг ортиши билан ортиб боради.

Айланувчи қурилма билан боғланган ноинерциал санок тизимида шарчаларга қандайдир куч таъсир этаяпти ва бу куч таъсирида улар α бурчакка четланаяпти. Таъсир этаётган куч айланиш ўқидан радиус бўйлаб ташқарига йўналганлиги туфайли у **марказдан қочма инерция кучи дейилади.**

Марказдан қочма инерция кучи ($F_{\text{МК}}$) сон жиҳатдан марказга интилма (F) кучга тенг бўлиб, йўналиш жиҳатдан унга қарама-қаршидир.

$$F_{MK} = m\omega^2 R \quad (3).$$

Агар жисм шу айланаётган тизимга нисбатан ҳаракатланаётган бўлса, унга марказдан қочма инерция кучидан ташқари яна қўшимча куч таъсир этади. Бу кучга **Кориолис кучи** ёки **Кориолис инерция кучи** дейилади.



Кориолис кучи билан танишиш учун қуйидаги қурилмада тажриба ўтказайлик: уфқ текислигида ўрнатилган диск олайлик ва у тик йўналишидаги Z ўқи атрофида айлана олсин. Дастлаб диск тинч ҳолатда бўлсин, унинг марказидан бирор, шарчани $\vec{v}$ тезлик билан OB радиус бўйича йўналтирсак, табиийки, у радиал чизиқ бўйлаб ҳаракат қилиб, B нуқтага келади. Энди дискни Z ўқи атрофида ω бурчак тезлик билан айланма ҳаракатга келтирамиз. У ҳолда шарча OC эгри чизиқ бўйлаб ҳаракат қилиб, B нуқтага эмас, балки C нуқтага келади, шу билан бирга у дисска нисбатан ўз тезлиги йўналиши ҳам ўзгартиради. Айланаётган диск билан боғланган ноинерциал тизимда шарчага $\vec{v}$ векторга тик йўналишда қандайдир $\vec{F}_K$ куч таъсир этапти.

Инерциал саноқ тизимида шарча диск тинч турган ҳолдаги каби тўғри чизиқ бўйлаб ҳаракатланаяпти, диск эса шарчанинг аввалги траекториясига нисбатан силжиди, деган натижа келиб чиқади.

$$\text{Демак,} \quad \vec{F}_K = 2m[\vec{v}\vec{\omega}] \quad (4)$$

Кориолис инерция кучининг йўналиши $\vec{v}$ ва $\vec{\omega}$ векторнинг вектор кўпайтмасининг йўналиши билан аниқланади.

Импульс ва инерция марказининг сақланиш қонуни.

Импульснинг сақланиш қонуни жисмлар тизими учун муҳим аҳамият касб этади. Жисмлар тизими ёки соддагина "тизим" деганда ўзаро таъсирлашувчи бир нечта жисмлар тўпламини тушунамиз. Тизимга ташқи кучлар таъсир этмаса, бундай тизим берк тизим дейилади. Қуёш тизими жуда катта аниқлик билан берк тизим бўла олади. Биз яшаб турган табиий шароитларда эса берк тизим мавжуд эмас, чунки Ер сиртидаги ҳар қандай тизимга шеч бўлмаганда Ернинг тортиш кучи таъсир этади. Лекин тизимдаги жисмларнинг таъсир кучларига нисбатан ташқи кучлар ҳисобга олинмаса ёки ҳисобга олинмаслик даражасида кичик бўлса, бундай тизимни берк тизим деб қараш мумкин.

Тизимдаги жисмларнинг ўзаро таъсир кучларини **ички кучлар** дейилади. Тизим учун импульснинг сақланиш қонуни Ньютоннинг иккинчи ҳамда учинчи қонунларига асосланган ва бу ҳақдаги мулоҳазалар инерциал саноқ тизимига нисбатан олиб борилади. Дастлаб n та жисмли берк тизимни олиб қарайлик. Тизим берк бўлганлиги туфайли унга таъсир этувчи ташқи кучларнинг тенг таъсир этувчиси нолга тенг, яъни тизимда факт ички кучларгина мавжуд. Тизимдаги n та жисмнинг ҳар бирининг импульсини $P_1, P_2, \dots, P_n$ деб белгиласак, тизим импульси

$$\vec{P} = \sum_i \vec{P}_i = \sum_i m_i \vec{v}_i$$

тарзида ифодаланади, бу орада $\vec{P}_i = m_i \vec{v}_i$ — жисмнинг импульси. Берк тизимдаги ҳар бир жисм учун Ньютоннинг иккинчи қонунини қуйидагича ёзамиз:

бунда $\vec{F}_{12}$ - биринчи жисмга иккинчи жисм томонидан таъсир
этувчи куч; $\vec{F}_{21}$ - иккинчи жисмга биринчи жисм томонидан
таъсир этувчи куч ва ҳақозо. Равшанки, тизимдаги ҳамма
жисмлар ўзаро таъсирлашадилар.
Умумий ҳолда (1) ифодани

тарзида ёзамиз, бу формуланинг ўнг томони тизимдаги ички кучларнинг вектор йиғиндисини акс эттиради. Тизимдаги бирор жисмнинг шу тизимдаги бошқа бир жисм билан ўзаро таъсири Ньютоннинг учинчи қонунига бўйсунди:

Умуман олганда i - жисм j - жисмга $\vec{F}_{ji}$ куч билан таъсир этса,
 j - жисм ҳам i - жисмга $\vec{F}_{ij}$ куч билан таъсир этади:

Бинобарин, (2) тенгликнинг ўнг томонида ифодаланган ички кучларнинг вектор йиғиндиси нолга тенг:

48

Демак, берк тизим учун

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = 0 \quad \text{ёки} \quad \frac{d}{dt} \sum_i m_i \vec{v}_i = 0$$

Ифода ҳосил бўлади. Бу ифодадан:

$$\vec{P} = \sum_i m_i \vec{v}_i = \text{const.}$$

(4)

деган хулосага келамиз. (4) ифода берк тизим учун импульснинг сақланиш қонуни ифодалайди: *берк тизимнинг импульси вақт ўтиши билан ўзгармайди*. Бошқача айтганда берк тизм айрим жисмларнинг импульслари вақт ўтиши билан ўзгарсада, унинг импульси ўзгармай қолади. Бу ерда зикр этилган ўзгаришлар шундай содир бўладики, масалан, тизимдаги бирор жисмнинг импульси камайса, шу тизимдаги бошқа жисмнинг импульси шунча ошади.

Тизимга ташқи кучлар таъсир этаётган бўлса, у берк тизим бўла олмайди ва бундай тизим учун импульснинг сақланиш қонуни бажарилмайди. Бундай тизим учун Ньютоннинг иккинчи қонуни қуйидагича ёзилади:

$$\frac{d}{dt} \sum_i m_i \vec{v}_i = \sum_i \vec{F}_{iR} + \vec{F}_T \quad (i = R_i = 1, 2, \dots, n),$$

Бу ерда $\sum_i \vec{F}_{iR}$ - ички кучларнинг вектор йиғиндиси; $\vec{F}_T$ -

ташқи кучларнинг тенг таъсир этувчиси. (3) га асосан ички кучларнинг вектор йиғиндиси нолга тенг эканлигини эътиборга олсак, бу тенглик қуйидаги кўринишни олади:

$$\frac{d}{dt} \sum_i m_i \vec{v}_i = \vec{F}_T$$

(5)

Бу тенглама механик тизим импульсининг ўзгариш қонунини ифодалайди; тизим импульсидан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосила тизимга таъсир этувчи ташқи кучларнинг тенг таъсир этувчисига тенг.

Инерция маркази

Кўп ҳолларда бир неча жисмдан иборат механик тизимнинг ҳаракат қонунларини ўрганиш билан иш кўришга тўғри келади. Бундай тизимнинг ҳаракат қонунларини ўрганишда мазкур тизим таркибидаги жисмларнинг унда қандай тақсимланганлигини ёки бу жисмлар бир-бирига нисбатан тизимда қандай жойлашганлигини билиш зарурияти туғилади. Шу муносабат билан инерция маркази деган тушунча киритилади.

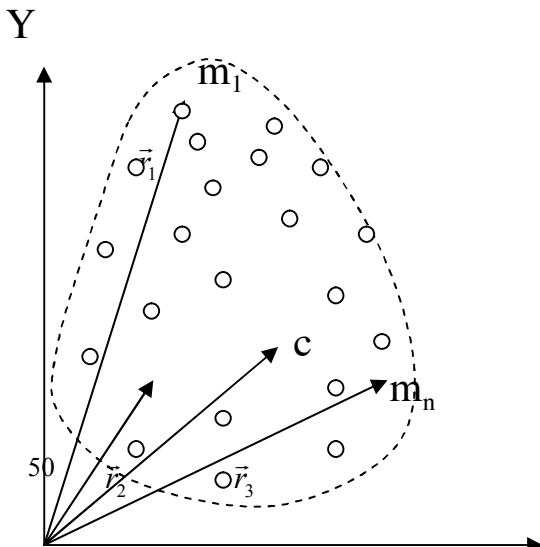
Инерция маркази ва оғирлик маркази деган тушунчалар орасида қуйидаги фарқ борилигини эсдан чиқармаслик керак: оғирлик маркази - бир жинсли оғирлик кучи майдонида жойлашган қаттиқ жисмлар учунгина маънога эга; инерция майдони эса ҳеч қандай майдон билан боғлиқ эмас ва ихтиёрий механик тизим учун ўринлидир. Оғирлик кучи майдонида жойлашган қаттиқ жисмлар учун инерция маркази ва оғирлик маркази бир-бири билан мос тушади, яъни бир нуқтада жойлашган бўлади. Инерция маркази массанинг тақсимланишини тасвирловчи геометрик нуқта бўлиб, унинг вазияти координаталар бошига нисбатан $\vec{r}_c$ радиус - вектор билан қуйидагича аниқланади.

$$\vec{r}_c = \frac{m_1\vec{r}_1 + m_2\vec{r}_2 + \dots + m_n\vec{r}_n}{m_1 + m_2 + \dots + m_n},$$

яъни

$$\vec{r}_c = \frac{1}{m} \sum_i m_i \vec{r}_i, \quad (1)$$

бу ерда m_i - тизимга мансуб i - жисм-нинг массаси; $\vec{r}_i$ - координаталар боши 0 га нисбатан i -жисмнинг вазиятини аниқловчи радиус-вектор: $m=m_1+m_2+$



... + m_n - тизимнинг умумий массаси

Инерция марказининг сақланиш қонуни. Массанинг аддитивлиги.

Фараз қилайлик, n та жисмдан иборат тизим фазода ҳаракатланаётган бўлсин. Тизим инерция марказини аниқловчи радиус-вектор $\vec{r}_c$ дан вақт бўйича олинган ҳосила инерция марказининг тезлигини ифодалайди:

$$\vec{v}_c = \frac{d\vec{r}_c}{dt} \quad (2)$$

(1) формулани (2) қўйиб, инерция марказининг тезлиги учун

$$\vec{v}_c = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{m} \sum_i m_i \vec{r}_i \right) = \frac{1}{m} \sum_i m_i \frac{d\vec{r}_i}{dt} = \frac{1}{m} \sum_i m_i \vec{v}_i = \frac{1}{m} \sum_i \vec{P}_i \quad (3)$$

га эга бўламиз: бу ерда $\vec{v}_i$ ва $\vec{P}_i$ мос равишда i- жисмнинг тезлиги ва импульси; равшанки

$$\vec{P} = \sum_i \vec{P}_i = \sum_i m_i \vec{v}_i \quad (4)$$

тизимни тўла импульси бўлиб, кўпинча $\vec{P}$ - инерция марказининг импульси ҳам дейилади; m- тизимнинг умумий массаси, яъни

$$m = m_1 + m_2 + \dots + m_n = \sum_i m_i \quad (5)$$

Энди (4) ни кўзда тутиб, (3) ифодани қуйидагича ёзамиз:

$$\vec{v}_c = \frac{\vec{p}}{m} \text{ ёки } \vec{p} = m\vec{v}_c \quad (6)$$

Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан тизимнинг тўла импульсидан вақт бўйича олинган ҳосила шу тизимга таъсир этаётган ташқи кучларнинг вектор йиғиндисига тенг:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = m \frac{d\vec{v}_c}{dt} = m\vec{a}_c = \vec{F}_T, \quad (7)$$

Бу ерда $\vec{a}_c$ – инерция марказининг тезланиши $\vec{F}_T$ – тизимга таъсир этаётган ташқи кучларнинг вектор йиғиндиси. Берк тизимда унга таъсир этувчи ташқи кучлар мавжуд эмас, ёки ташқи кучларнинг тенг таъсир этувчиси нольга тенг. $\vec{F}_T = 0$. У ҳолда охирги тенгликдан инерция марказининг тезланиши

$$\vec{a}_c = \frac{dv_c}{dt} = 0 \text{ бўлади.}$$

Бундан $\vec{v}_c = \text{const}$ эканлиги келиб чиқади. Бу хулоса *инерция марказининг сақланиш қонунини* ифодалайди ва у қуйидагича таърифланади:

Берк тизимнинг инерция маркази тўғри чизик бўйлаб текис ҳаракат қилади ёки тинч ҳолатда бўлади.

Тизим импульснинг сақланиш қонунидан массанинг аддитивлик қонуни келиб чиқади.

(6) ифодадан кўриниб турибдики, тизим импульси билан унинг инерция маркази тезлиги орасидаги боғланиш шакл жиҳатидан битта жисмнинг импульси билан тезлиги орасида боғланишнинг ўзгинасидир. Шу билан бирга, бу ифодадаги мутаносиблик коэффицентининг ўрнида турган m катталиқ тизим таркибига кирувчи айрим жисмлар массаларининг йиғиндиси деган маънога эга.

Шундай қилиб, *массанинг аддитивлик қонуни* қуйидагича ифодаланади: *тизимнинг массаси унинг таркибидаги айрим жисмлар массаларининг йиғиндисига тенг.* Масалан, йўлда кетаётган вагонни йўловчилари билан билан бирга бир тизим деб қарасак, унинг умумий массаси,

равшанки, унинг ичидаги айрим йўловчилар массалари ва вагоннинг ўзининг айрим қисмлари массаларининг йиғиндисига тенг.

Синов саволлари.

1. Ньютоннинг биринчи =онунини таърифлаб беринг.
2. Ньютоннинг иккинчи =онунига таъриф беринг.
3. Илгарланма шаракат динамикасининг асосий тенгламаси ифодасини ёзинг.
4. Ньютоннинг учинчи =онунини таърифланг.
5. Илгарланма ва айланма шаракатдаги инерция кучларини айтиб беринг.
6. Импульснинг са=ланиш =онунини таърифланг.
7. Инерция маркази ва унинг са=ланиш =онунини таърифланг.

Адабиётлар

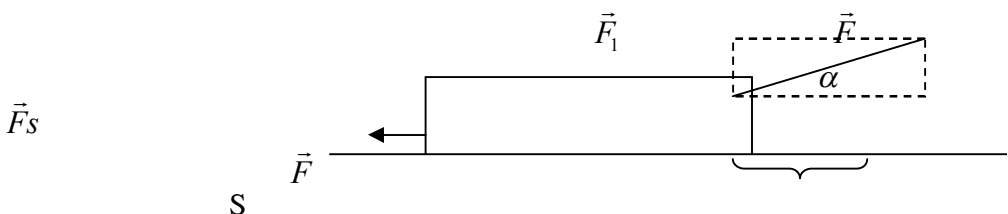
14. Т.И. Трофимова. Курс физики. Москва. «Высшая школа», 1998 г. стр. 13-17.
15. А. Қосимов, Х. Жўракулов, А. Сафаров. Физика курси. Тошкент. «Ўзбекистон», 1994 й. I том. Механика. 38-50 бетлар.
16. И.В. Савельев. Курс физики. Том I. Механика. Молекулярная физика. Москва. «Наука», 1989 г. стр. 34-43.
17. А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. Курс физики. Москва, «Высшая школа», 1989 г. стр. 17-26.
18. О. Ахмаджонов. Физика курси. Тошкент. «Ўқитувчи». I том. Механика ва молекуляр физика. 1987 й. 30-36 бетлар.
19. Р.Ф. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Москва. «Мир». 1977 й. Том I-II. стр. 178-180.
20. Ч. Киттель, У. Найт, М. Рузерман. Берклевский курс физики. Том I. Механика. Москва. «Наука», 1983 г. стр. 88-92; 94-100.

5-маъруза

Режа

Механикада бажарилган иш ва қувват.
 Механик энергия ва унинг икки тури.
 Кинетик ва потенциал энергия.
 Консерватив ва консерватив бўлмаган
 кучлар. Потенциал энергия ва куч
 орасидаги боғланиш. Механик
 энергиянинг сақланиш қонуни.
 Мутлоқ қайишқоқ ва қайишқоқ
 бўлмаган тўқнашишлар.

**Механикада бажарилган иш ва қувват.
 Энергия. Энергиянинг сақланиш қонуни.**



Бажарилган иш жисм босиб ўтган йўлга ва унга таъсир
 этувчи ташқи кучга мутаносибдир. Доимий $\vec{F}$ куч таъсирида
 жисм тўғри чизиqli ҳаракат қилиб қандайдир S масофани
 босиб ўтса, бу кучнинг бажарган иши

$$A = F_s \cos \alpha \quad (1)$$

бўлади: бу ерда α -куч таъсир йўналиши билан ҳаракат
 йўналиши орасидаги бурчак, $F \cos \alpha = F_s$ - жисмга таъсир
 этувчи кучнинг ҳаракат йўналишига проекцияси эканлигини
 назарда тутиб, юқоридаги формулани қуйидагича ёзамиз.

$$A = F_s S \quad (2)$$

(1) формуладаги F куч жисмга таъсир этувчи барча ташқи
 кучларнинг тенг таъсир этувчисиدير. Жисмга унинг ҳаракатига
 қаршилик кўрсатувчи ишқаланиш кучи f ҳам таъсир этади ва

$\vec{f}$ нинг йўналиши ҳамма вақт $\vec{F}_s$ нинг йўналишига қарама-қаршидир (бу ерда $\vec{F}_s$ вектор катталиқ бўлиб, у $\vec{F}$ кучнинг ҳаракат йўналишидаги ташкил этувчисидир. 1) $\alpha < \pi/2$ ($\cos \alpha > 0$) бўлса бажарилган иш мусбат бўлади: 2) $\alpha > \pi/2$ ($\cos \alpha < 0$) бўлса, бажарилган иш манфийдир.

Умуман, жисмга таъсир этувчи куч ўзгариб туриши ва унинг ҳаракат траекторияси эгри чизикдан иборат бўлиши мумкин. У ҳолда траекторияни ҳаёлан чексиз кичик элементар бўлақларга шундай бўламизки, бу бўлақча оралиғида жисмга таъсир этувчи кучни ўзгармас деб ҳисоблаш мумкин бўлсин. Бинобарин, элементар кўчишда бажарилган элементар ишни жисмга таъсир этувчи кучнинг элементар кўчишга скаляр кўпайтмаси тарзида ифодалаш мумкин, яъни

$$dA = (\vec{F} \cdot d\vec{S}) = F_s dS \quad (3)$$

Иш бирлиги қилиб бир бирликка тенг куч таъсирида жисмнинг бирлик масофага кўчиришда бажарилган иш қабул қилинган. *Халқаро бирликлар тизими (СИ) да иш бирлиги қилиб бир Ньютон куч таъсиридаги йўналишида жисмнинг 1 метр масофага кўчиришда бажарилган иш қабул қилинган ва бу бирлик Жоуль (Ж) дейилади.*

$$1\text{Ж} = 1\text{Н} \cdot 1\text{М}$$

Вақт бирлиги давомида бажарилган ишга қувват дейилади. Агар dt вақт давомида dA иш бажарилса, қувват

$$N = \frac{dA}{dt} \quad (5)$$

тарзда ифодаланади, яъни қувват бажарилган ишдан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосилага тенг. (2) тенгликни (5) ифодага қўйиб, қуйидагига эга бўламиз

$$N = \frac{dA}{dt} = \frac{d}{dt}(F_s dS) = F_s \frac{dS}{dt} = F_s \cdot v$$

яъни берилган F_s куч таъсирида жисм катта тезлик билан ҳаракат қилиши учун механизмнинг қуввати ҳам катта бўлиши керак.

Қувват бирлиги сифатида СИ да ватт (Вт) қабул қилинган: 1 Ватт - 1 секунд давомида 1 жоуль иш бажарадиган қурилманинг ёки механизмнинг қувватидир:

$$1\text{Вт} = \frac{1\text{Ж}}{1\text{с}}$$

Иш бажариш қобилияти энергия демакдир.

Кинетик энергия.

Ҳаракатдаги жисмнинг механик энергияси кинетик энергиядир. Умуман энергия жисмнинг иш бажариш қобилияти эканлигини назарда тутсак, кинетик энергияга қуйидагича таъриф бериш мумкин: *кинетик энергия деб ҳаракатланаётган жисмнинг иш бажариш қобилиятига айтилади.*

$$E_k = \frac{mv^2}{2}$$

(1)

Демак, $\vec{v}$ тезлик билан ҳаракатланаётган жисмнинг кинетик энергияси унинг массаси билан тезлиги квадрати кўпайтмасининг ярмига тенг, яъни массаси m бўлган жисм $\vec{v}$ тезлик билан ҳаракатланаётган бўлса, унинг кинетик энергияси $mv^2/2$ га тенг бўлган манфий иш бажариши лозим ва аксинча, массаси m бўлган тинч турган жисмни $\vec{v}$ тезлик билан ҳаракатга келтириш учун ташқи кучлар $mv^2/2$ га тенг бўлган мусбат иш бажариш лозим бўлади.

Куч таъсир этгунга қадар жисм қандайдир $\vec{v}$ тезлик билан ҳаракатланаётир ва ташқи куч таъсирида унинг тезлиги $\vec{v}_1$ дан $\vec{v}_2$ га қадар ошади, деб фараз қилайлик. Бу кучнинг бажарилган иши жисм кинетик энергиясининг ўзгаришига тенг бўлади.

$$A = E_{K2} - E_{K1} = \int_{v_1}^{v_2} m v dv = \frac{m v_2^2}{2} - \frac{m v_1^2}{2}$$

(2)

$\vec{v}$ тезлик билан ҳаракатланаётган жисм импульсининг модули $m v$ эканлигини назарда тутиб, унинг кинетик энергияси кўпинча қуйидагича ифодаланади:

$$E_K = \frac{p^2}{2m} \quad (3)$$

Шу пайтгача биз ҳаракатланаётган битта жисмнинг кинетик энергияси ҳақида мулоҳаза юритдик. Энди n та жисмнинг (n та моддий нуқтадан иборат) тизимни олиб қарайлик. Ундаги i -жисмнинг массаси ва тезлиги мос равишда m_i - ва $\vec{v}_i$ бўлса, тизимнинг кинетик энергияси:

$$E_K = \sum_i \frac{m_i v_i^2}{2}$$

тарзда ифодаланади, яъни тизимнинг кинетик энергияси уни ташкил этган жисмлар кинетик энергияларининг йиғиндисига тенг.

Консерватив ва ноконсерватив кучлар.

Фазонинг бир нуқтасидан иккинчи нуқтасига жисмни кўчиришда ташқи кучларнинг бажарган иши босиб ўтилган йўлнинг шаклига боғлиқ бўлмай, балки жисмнинг бошланғич ва охирги вазиятларигагина боғлиқ бўлса, бундай кучлар консерватив ёки потенциал кучлар деб аталади. Жисмга таъсир этувчи оғирлик кучи, сиқилган ёки чўзилган пуржинанинг қайшқоқлик (эластиклик) кучи, зарядланган жисмларга таъсир этувчи электростатик кучлар консерватив кучларга мисол бўлади.

Бошқа ҳамма кучлар ноконсерватив кучлар дейилади. Ишқаланиш кучлари, мухитнинг жисм ҳаракатига қаришилиқ кучлари ноконсерватив кучларга киради. Ноконсерватив кучларнинг бажарган иши босиб ўтилган йўлга боғлиқ бўлиб,

мазкур йўл қанчалик узун бўлса, бажарилган иш ҳам шунчалик катта бўлади.

Консерватив кучларнинг бажарган иши босиб ўтилган йўлнинг шаклига боғлиқ бўлмай, балки жисмнинг фақат дастлабки ва кейинги вазиятигагина боғлиқ бўлганлигидан бу кучларнинг ҳар қандай берк йўл (контур) бўйича бажарган иши 0 га тенг.

Потенциал энергия

Потенциал энергия – жисмларнинг ёки уларнинг айрим қисмларини ўзаро таъсир энергияси бўлиб, бу энергия уларнинг бир-бирига нисбатан жойлашувига боғлиқ. Шунинг учун потенциал энергиянинг қиймати жисм (ёки тизим) ни бир вазиятдан иккинчи вазиятга ўтишда ташқи кучларнинг бажарган иши билан ўлчанади. Иккинчи томондан, куч майдонида жойлашган жисмларга муайян консерватив куч таъсир этади: мазкур кучнинг белгиланган шароитда иш бажариши қобилияти уларнинг потенциал энергиясининг ўлчови бўлиб хизмат қилади. Бошқача айтганда, куч майдонида жойлашган жисм муайян потенциал энергияга эга бўлади.

Потенциал энергия – жисмларнинг ёки тизим қисмларининг ўзаро таъсири билан боғлиқ энергия бўлиб, бу энергия таъсирлашувчи жисмлар ёки тизим қисмлари орасидаги масофага боғлиқдир. Шунинг учун жисмнинг ёки тизимнинг потенциал энергияси фақат унинг координаталарнинг функциясидир ва бу функция $E_n(x, y, z)$ тарзида ифодаланади. Потенциал энергияга эга былган жисм ўзининг дастлабки вазиятига қайтганда консерватив кучлар айнан унинг потенциал энергиясига тенг бўлган иш бажаради. Демак, консерватив кучларнинг иши жисм ёки тизим потенциал энергиясининг камайиши ҳисобига бажарилади.

$$dA = -dE_n$$

Оғирлик кучи майдонидаги жисмнинг потенциал энергияси, яъни Ер сиртидан h баландликда турган жисмнинг потенциал энергияси

$E_n = mgh$. формула билан ифодаланади.

Чўзилган ёки сиқилган пружинанининг потенциал энергияси эса =уйидагича топилади:

$$E_n = \frac{1}{2} kx^2$$

Икки жисмларнинг ўзаро таъсир энергияси. Хар бир жисм ўзининг атрофида гравитация майдонини ҳосил қилади, Жисмнинг потенциал энергияси унинг бошқа жисмлар билан мазкур майдон орқали ўзаро таъсир энергиясидир. Гравитация майдонига жойлаштирилган жисмнинг потенциал энергияси учун қуйидаги формулага эга бўламиз:

$$E_n = -\gamma \frac{m_1 m_2}{r}$$

манфий ишора тотилиш кучлари майдонидаги жисмнинг ўзаро таъсир потенциал энергиясини ифодалайди.

Потенциал энергия ва куч орасидаги боғланиш.

Жисмларнинг ўзаро таъсири бир томондан куч орқали, иккинчи томондан потенциал энергия орқали ифодаланади. Шу боисдан потенциал майдондаги жисмнинг потенциал энергияси билан мазкур майдон томонидан унга таъсир этувчи куч орасидаги муайян боғланиш мавжуд бўлиши керак

Потенциал майдонда жисмни бир нуқтадан иккинчи нуқтага кўчиришда консерватив кучларнинг бажарилган иши жисм потенциал энергиясининг камайиши ҳисобига бажарилади.

$$A_{12} = E_{n1} - E_{n2} = -\Delta E_n$$

бунда E_{n1} ва E_{n2} мос равишда потенциал майдондан биринчи ва иккинчи нуқталардаги жисмининг потенциал энергиялари. У ҳолда жисмнинг $d\vec{S}$ га кўчиришда консерватив кучларнинг бажарилган иши:

$$\vec{F}d\vec{S} = -dE_n \quad (1)$$

бўлади. Бу ердаги манфий ишора бажарилган иш потенциал энергиянинг $d\vec{S}$ йўналишида камайиши ҳисобига

бўлаётганини билдиради. Жисмга таъсир этувчи кучнинг кўчиш йўналишига проекциясининг F_s деб белгиласак (1) тенгликни чап томони қуйидагича ёзилади:

$$\vec{F}d\vec{S} = FdS \cos \alpha = F_s dS.$$

Шундай қилиб, (1) тенгликни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$F_s dS = -dE_n.$$

Бу тенгликдан кучнинг кўчиш йўналишига проекцияси учун қуйидагига эга бўламиз

$$F_s = -\frac{\partial E_n}{\partial S} \quad (2)$$

бунда $\partial/\partial S$ белгиси $\vec{S}$ йўналиши бўйича олинаётган хусусий ҳосилани ифодалайди. Потенциал энергия (E_n) жисм вазиятининг функцияси бўлганлиги туфайли (2) муносабат фазодаги ихтиёрий йўналиш учун, масалан Декарт координата ўқларининг X , Y , Z йўналишлари учун ҳам ўринлидир:

$$F_x = -\frac{\partial E_n}{\partial x}; \quad F_y = -\frac{\partial E_n}{\partial y}; \quad F_z = -\frac{\partial E_n}{\partial z}. \quad (3)$$

Шуни эсда тутиш керакки, (2) ва (3) формулалардаги F_x , F_y , F_z кучлар потенциал майдонда жисмга таъсир консерватив кучларнинг мос йўналишлардаги проекцияларини ифодалайди. $\vec{F}$ вектор учун X , Y , Z ўқлари бўйича ташкил этувчилари орқали:

$$\vec{F} = F_x \vec{i} + F_y \vec{j} + F_z \vec{k} \quad (4)$$

тарзда ифодаланишини эътиборга олсак, (3) га асосан (4) тенглик қуйидаги кўринишга эга бўлади:

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

(5)

Қавс ичидаги ифода $\text{grad } E_n$ деб белгиланади.

$$\frac{\partial E_n}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial E_n}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial E_n}{\partial z} \vec{k} = \text{grad } E_n$$

(6)

ва E_n нинг градиенти деб ўқилади. Шунга кўра (5) тенглик қуйидагича ёзилади:

$$\vec{F} = -\text{grad } E_n$$

(7)

Механик энергиянинг сақланиш қонуни

Жисм (моддий нукта) консерватив кучлар майдонида жойлашган бўлсин, яъни жисмга консерватив кучлардан бошқа кучлар таъсир қилмаётган бўлсин. Консерватив кучларнинг элементар $d\vec{r}$ кўчишда бажарган иши жисм потенциал энергиясининг камайишига тенг:

$$dA = -dE_n.$$

Иккинчи томондан, жисмнинг $d\vec{r}$ масофага кўчишида консерватив кучларнинг бажарган иши унинг кинетик энергиясининг ортишига тенг.

$$dA = dE_k. \quad \text{Бу}$$

икки тенгликдан

$$dE_k = -dE_n \text{ ёки } d(E_k + E_n) = 0$$

(1)

ни ҳосил қиламиз. Охирги ифодадаги кинетик ва потенциал энергияларнинг йигиндисини $E = E_k + E_n$ жисмнинг тўла энергияси дейилади; (1) дан

$$E = E_k + E_n = \text{const}$$

(2)

эканлиги келиб чиқади. Бу формула битта жисм учун энергиянинг сақланиш қонуни ифодалайди: консерватив кучлар майдонида ҳаракатланаётган жисмларнинг тула механик энергияси ўзгармайди. Бу қонундан шу хулоса келиб чиқадики, консерватив кучлар майдонида кинетик энергия потенциал энергияга айланиши мумкин, лекин жисмнинг тўла энергияси

Ўзгармайди, яъни консерватив кучларнинг таъсирида жисмнинг потенциал энергияси қанчага камайса, унинг кинетик энергияси шунчага ортади ва аксинча.

Энди бир-бирлари билан консерватив кучлар (ички кучлар) орқали узаро таъсирланувчи n та жисм (моддий нукта) дан иборат тизимни олиб қарайлик ва мазкур тизим ташқи консерватив кучлар, масалан, гравитация майдони томонидан таъсир этувчи кучлар таъсирида бўлсин. Бу кучлар таъсирида тизимнинг вазияти ва ундаги жисмларнинг бир-бирига нисбатан жойлашиши ўзгаради. Натижада мазкур кучлар тизим устида муайян иш бажаради.

Ташқи консерватив кучларнинг бажарган элементар иши ташқи куч майдонидаги тизим потенциал энергиясининг камайиши ҳисобига бўлади:

$$dA' = -dE_n$$

Ўзаро таъсир туфайли вужудга келадиган ички кучларнинг бажарган элементар иши (dA'') жисмларнинг ўзаро таъсир потенциал энергиясининг камайиши ($-dE''$) га тенг:

$$dA'' = -dE_n''$$

барча кучларнинг бажарган элементар иши тизимидаги жисмларнинг кинетик энергияларининг ортиши (dE_k) га сарф бўлади, яъни:

$$dA' + dA'' = dE_k \quad (3)$$

Тизимнинг кинетик энергияси унинг таркибидаги жисмларнинг кинетик энергияларининг йиғиндисига тенг.

$$E_k = \sum_i \frac{m_i v_i^2}{2}$$

юқорида келтирилган (3) тенгламанинг чап томонидаги элементар ишларни уларга тегишли энергия билан алмаштирамиз:

$$-dE_n' - dE_n'' = dE_k$$

Бу тенглик ни қуйидагича ёзамиз:

$$d(E_k + E'_n + E''_n) = 0$$

(4)

Тизимнинг тыла механик энергияси унинг кинетик ва потенциал энергияларининг йиғиндисиغا тенг.

$$E = E_k + E'_n + E''_n$$

(4) тенгликдан

$$E = E_k + E'_n + E''_n = \text{const}$$

(5)

эканлиги келиб чиқади ва у тизим механик энергиясининг сақланиш қонунини ифодалайди; фақат ташқи ва ички консерватив кучларнинг таъсирида бўлган жисмлар тизимининг тыла энергияси ўзгармай қолади.

Агар жисмлар тизими берк бўлса, яъни унга ташқи консерватив кучлар таъсир этмаса, тизим тыла энергиясининг сақланиш қонуни

$$E_k + E''_n = \text{const}$$

тарзда ифодаланади ва қуйидагича таърифланади: *консерватив кучлар воситасида ызаро таъсирлашувчи жисмлардан иборат бўлган берк тизимнинг тыла механик энергияси ўзгармай қолади.*

Шуни ҳам таъкидлаш лозимки, тизимга ноконсерватив кучлар ҳам таъсир қилаётган бўлса, у ҳолда унинг тыла механик энергияси сақланмайди.

Мутлоқ қайишқоқ тўқнашув

Мутлоқ қайишқоқ шарларнинг марказий тығнашувларини ўрганиш билан чегараланамиз. Бу ҳолда шарларнинг $\vec{v}_1$ ва $\vec{v}_2$ тезликлари уларнинг марказларини туташтирувчи тўғри чизик бўйича йўналган бўлади. Шунинг учун бундай тўқнашувлар марказий тўқнашув дейилади. Массалари m_1 ва m_2 , тезликлари мос равишда $\vec{v}_1$ ва $\vec{v}_2$ бўлган шарлар, мутлоқ қайишқоқ тўқнашсин; уларнинг тўқнашувидан кейинги тезликларини мос равишда u_1 ва u_2 билан белгилайлик. Мутлоқ қайишқоқ тўқнашувда тизим

(тўқнашувчи шарлар) импульсининг ва энергиянинг сақланиш қонунлари бажарилади. Юқоридаги белгилашларга кўра бу қонунларни куйидагича ёзамиз:

$$(1) \quad m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = m_1 \vec{u}_1 + m_2 \vec{u}_2;$$

$$(2) \quad \frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{m_1 u_1^2}{2} + \frac{m_2 u_2^2}{2}$$

Тўқнашувлар марказий бўлганлиги туфайли тезлик векторлари шарларнинг марказларидан ўтувчи тўғри чизик бўлиб йўналган. Шунинг учун (1) тенгликнинг скаляр кўринишида ёзамиз (қарама-қарши йуналишлар учун мазкур тезликларнинг ишораларигина ўзгаради) (1) ва (2) ифодаларни мос равишда

$$(3) \quad m_1 (v_1 - u_1) = m_2 (u_2 - v_2)$$

$$(4) \quad m_1 (v_1^2 - u_1^2) = m_2 (u_2^2 - v_2^2)$$

кўринишида ёзиш мумкин ва ниҳоят охирги формулани

$$m_1 (v_1 - u_1)(v_1 + u_1) = m_2 (u_2 - v_2)(u_2 + v_2)$$

шаклда ёзиб, унинг (3) тенгликка нисбатини олсак:

$$(5) \quad v_1 + u_1 = u_2 + v_2$$

келиб чиқади. Шарлар тўқнашгандан кейин улар эришган тезликлар (u_1 ва u_2) ни аниқлайлик. Бунинг учун (5) ифодани m_2 кўпайтирамиз:

$$m_2 v_1 + m_2 u_1 = m_2 u_2 + m_2 v_2;$$

Бу олинган натижани (3) дан айирсак, биринчи шарнинг тўқнашувидан кейинги тезлиги

$$(6) \quad u_1 = \frac{2m_2 v_2 + (m_1 - m_2)v_1}{m_1 + m_2}$$

бўлади. Худди шунингдек, (5) ифодани m_1 га кўпайтириб, кўпайтмани (3) дан айирсак, иккинчи шарнинг тўқнашувидан кейинги тезлиги учун

$$u_2 = \frac{2m_1v_1 + (m_2 - m_1)v_2}{m_1 + m_2}$$

(7)

га эга бўламиз. Кўриниб турибдики, u_1 ва u_2 лар учун топилган ифодаларнинг бир-биридан фарқи m ва v катталикларидаги индекслар (1 ва 2) ўринларининг алмашилишидан иборат.

Мутлоқ ноқайишқоқ тўқнашув

Юқорида кўриб ўтилганидек, мутлоқ қайишқоқ тўқнашувда тўқнашувчи жисмлар кинетик энергиясининг бир қисм ёки ҳаммаси ички энергияга (иссикликқа) айланади. Мазкур жараёнда бир жисмнинг ички энергияси иккинчи жисмнинг ички энергиясига айланиши ҳам мумкин. Кинетик энергиянинг қанча қисми ички энергияга айланиши тўқнашувчи жисмларнинг ўзига хос хусусиятларига боғлиқ. Мутлоқ ноқайишқоқ тўқнашув натижасида тўқнашувчи иккала жисм бирлашиб, битта жисм каби ҳаракатланади. Массалари m_1 ва m_2 бўлган шарларнинг тўқнашувига қадар тезликлари $\vec{v}_1$ ва $\vec{v}_2$ бўлса, иккита жисмдан иборат бу тизим тўқнашувидан кейин m_1+m_2 массали битта жисм каби $\vec{u}$ тезлик билан ҳаракат қилади. Мазкур тизим учун импульснинг сақланиш қонуни, равшанки, қуйидагича ёзилади:

$$m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 = (m_1 + m_2)\vec{u}$$

Бу тенгликлардан тизимнинг тўқнашувдан кейинги тезлиги

$$\vec{u} = \frac{m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2}{m_1 + m_2}$$

эканлиги келиб чиқади.

Синов саволлари.

1. Механик ишга таъриф беринг ва ифодасини ёзиб беринг.
2. Энергия деб қандай катталиқка айтилади? Механик энергиянинг қандай турларини биласиз?
3. Кинетик ва потенциал энергияларга таъриф беринг.
4. Оғирлик кучи майдонидаги жисмнинг ва деформацияланган пружинанинг потенциал энергиялари учун ифодаларни ёзиб беринг.
5. Тўлиқ механик энергиянинг сақланиш қонунини таърифланг ва исботланг.
6. Қандай ўзаро таъсирларга мутлоқ қайишқоқ ва қайишқоқ бўлмаган ўзаро таъсирлар дейилади?
7. Мутлоқ қайишқоқ ва қайишқоқ бўлмаган тўқнашишлар учун энергия ва импульснинг сақланиш қонуни ва уларнинг биргаликдаги ечимларини келтиринг.

Адабиётлар

21. Т.И. Трофимова. Курс физики. Москва. «Высшая школа», 1998 г. стр. 19-27.
22. А. Қосимов, Х. Жўрақулов, А. Сафаров. Физика курси. Тошкент. «Ўзбекистон», 1994 й. I том. Механика. 92-111 бетлар.
23. И.В. Савельев. Курс физики. Том I. Механика. Молекулярная физика. Москва. «Наука», 1989 г. стр. 56-81.
24. А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. Курс физики. Москва, «Высшая школа», 1989 г. стр. 28-36.
25. О. Ахмаджонов. Физика курси. Тошкент. «Ўқитувчи». I том. Механика ва молекуляр физика. 1987 й. 38-65 бетлар.
26. Р.Ф. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Москва. «Мир». 1977 й. Том I-II. стр. 233-259.
27. Ч. Киттель, У. Найт, М. Рузерман. Берклевский курс физики. Том I. Механика. Москва. «Наука», 1983 г. стр. 148-190.

6-маъруза

Режа

Куч моменти. Импульс моменти ва унинг сақланиш қонуни. Жисмнинг айланиш ўқиға нисбатан инерция моменти. Штейнер теоремаси. Ўқ атрофида айланувчи жисмнинг ҳаракат тенгламаси. Айланма ҳаракат қилаётган жисмнинг кинетик энергияси.

Куч моменти.

Тинч турган жисмни айланма ҳаракатга келтирувчи ёки унинг айланма ҳаракатини ўзгартирувчи ташқи таъсирни тавсифлаш учун куч моменти деган тушунча киритилади. Куч моменти бирор нуқтаға нисбатан ёки бирор айланиш ўқиға нисбатан айтилади.

Қаттиқ жисм моддий нуқталар тизимидан иборат бўлганлигидан куч моменти тушунчасини дастлаб моддий нуқта мисолида қараб чиқайлик. Массаси m бўлган моддий нуқтанинг исталган вақтдаги вазияти санок боши сифатида қабул қилинган O нуқтаға нисбатан радиус-вектор $\vec{r}$ билан аниқланаётган бўлсин. *Моддий нуқтаға қандайдир $\vec{F}$ куч таъсир этаётган бўлса $\vec{r}$ радиус-векторнинг $\vec{F}$ кучға вектор*

кўпайтмаси $\vec{F}$ кучнинг O нуқтага нисбатан моменти дейилади.

$$\vec{M} = [\vec{r}, \vec{F}]$$

(1)

Бунда $\vec{F}$ моддий нуқтага таъсир этувчи барча кучларнинг тенг таъсир этувчисидир. Куч моменти $\vec{M}$ псевдовектор бўлиб, у $\vec{r}$ ва $\vec{F}$ векторлар ётган текисликка тик йўналган, йўналиши эса ўнг винт қондаси билан аниқланади, яъни ўнг винтни $\vec{r}$ дан $\vec{F}$ га қараб бураганда винтнинг илгарилама ҳаракати $\vec{M}$ нинг йўналиши билан мос тушади. Куч моментининг сон қиймати, равшанки:

$$M = Fr \sin \alpha = Fl$$

(2)

Бу ерда α – $\vec{r}$ ва $\vec{F}$ векторлар орасидаги бурчак $l = r \sin \alpha$ эса O нуқтадан $\vec{F}$ кучнинг таъсир чизиғига туширилган тик чизиқнинг узунлиги (O нуқтадан $\vec{F}$ кучнинг таъсир чизиғигача бўлган энг яқин масофа) бўлиб, у куч *елкаси дейилади*. З ўқ $\vec{M}$ векторнинг йўналиши билан мос тушса, у ҳолда куч моменти ўқ йўналишидаги вектор тарзида ифодаланиши мукин.

$$\vec{M}_z = [\vec{r}, \vec{F}]_z$$

(3)

Энди n та моддий нуқтадан иборат тизимни олиб қарайлик. Тизимдаги i моддий нуқтанинг O нуқтага нисбатан вазиятини $\vec{r}_i$ радиус-вектор билан ва унга таъсир қилувчи $\vec{F}_i$ орқали белгиласак, O нуқтага нисбатан мазкур кучнинг моменти:

$$\vec{M}_i = [\vec{r}_i, \vec{F}_i]$$

(4)

тарзда ифодаланади. O нуқтага нисбатан моддий нуқталар тизимига таъсир этувчи куч моментини тавсифлашда барча

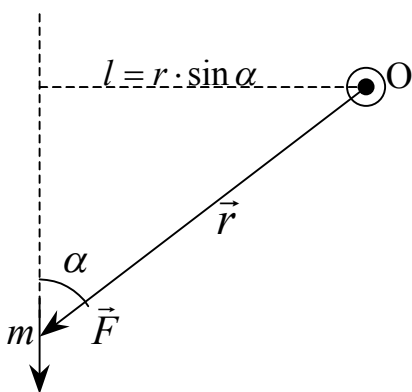
моддий нуқталарнинг O нуқтага нисбатан бир бутун (яхлит) тарзда олиб қаралади (қаттиқ жисмни моддий нуқталар тизими деб қараш мумкин.). O нуқтага нисбатан моддий нуқталар тизимига таъсир этувчи куч моменти деб ҳар бир моддий нуқтага қўйилган куч моментларининг вектор йиғиндисига айтилади:

$$\vec{M} = \sum_i \vec{M}_i = \sum_i [\vec{r}_i, \vec{F}_i] \quad (5)$$

бунда $\vec{F}_i - i$ моддий нуқтага таъсир этувчи ташқи кучнигина ифодалайди. Шу нарсани алоҳида таъкидлаш лозимки, тизимидаги ҳар бир моддий нуқтага таъсир этувчи ташқи кучдан ташқари, моддий нуқталарнинг ўзаро таъсири туфайли вужудга келувчи кучлар ҳам мавжуд. Маълумки, бу кучлар ички кучлар дейилади. Ички кучларнинг вектор йиғиндиси нолга тенг бўлганлиги туфайли (5) ифодада фақат ташқи кучларгина акс эттирилади.

Импульс моментининг сақланиш қонуни.

Импульс моменти.



Фараз қилайлик, массаси m бўлган ҳаракатдаги моддий нуқтанинг ихтиёрий пайтдаги вазияти O нуқтага нисбатан аниқланаётган бўлсин. Моддий нуқтанинг O нуқтага нисбатан импульс моменти деб қуйидагича ифодаланган векторга айтилади:

$$\vec{L} = [\vec{r}, \vec{p}] = [\vec{r}, m\vec{g}] \quad (1)$$

Бунда $\vec{r}$ санок боши

ҳисобланган O нуқтадан моддий нуқтага ўтказилган радиус-вектор. (1) дан кўриниб турибдики, $\vec{L}$ нинг йўналиши $\vec{r}$ ва $\vec{p}$ векторларнинг вектор кўпайтмаси тарзда аниқланади, яъни импульс моменти вектори $\vec{r}$ ва $\vec{p}$ векторлардан ясалган параллелограмм

текислигига тик равишда О нуқтадан ўтган бўлиб, унинг йўналиши парма қоидаси билан аниқланади. Импульс моментининг сон қиймати, маълумки:

$$L = r p \sin \alpha$$

(2)

Бу тенгликда $r \sin \alpha = l$ -моддий нуқта импульсининг О нуқтага нисбатан елкаси дейилади. Елка тушунчасини киритиб (2) ни

$$L = l p = m v l$$

(3)

кўринишида ёзиш мумкин. Охирги икки тенгликдан кўринадики, импульс моменти моддий нуқта ҳаракати йўналишининг ва тезлигининг сон қиймати ўзгариши билан ўзгаради, агар моддий нуқта тўғри чизик бўйлаб ўзгармас тезлик билан ҳаракатланётган бўлса О нуқтага нисбатан унинг импульс моменти ўзгармай қолади.

Моддий нуқталар тизимининг бирор О нуқтага нисбатан импульс моменти деб мазкур тизимдаги айрим моддий нуқталарнинг ўша О нуқтага нисбатан импульс моментларининг вектор йиғиндисига айтилади:

$$\vec{L} = \sum_i \vec{L}_i = \sum_i [\vec{r}_i, \vec{p}_i] = \sum_i [\vec{r}_i, m \vec{v}_i]$$

(4)

бунда $\vec{r}_i$ -қаралаётган О нуқтадан i моддий нуқтага ўтказилган радиус-вектор, $\vec{v}_i$ -ўша i - моддий нуқтанинг тезлиги.

Фараз қилайлик, массаси m ва тезлиги $\vec{v}$ бўлган моддий нуқтага санок боши О га нисбатан қандайдир $\vec{F}$ куч таъсир қилаётган бўлсин. Натижада моддий нуқтанинг импульси ва ихтиёрий О нуқтага нисбатан унинг импульс моменти ўзгариб

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{d}{dt}[\vec{r}, \vec{p}] = \left[\frac{d\vec{r}}{dt}, \vec{p}\right] + \left[\vec{r}, \frac{d\vec{p}}{dt}\right]$$

(1)

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = [\vec{v}, m\vec{v}] + [\vec{r}, \vec{F}]$$

Бу тенгликнинг ўнг томонидаги биринчи қўшилувчи ҳад иккита коллинеар векторларнинг вектор кўпайтмаси бўлганлиги сабабли нолга тенг, иккинчи қўшилувчи ҳад эса моддий нуктага таъсир этувчи ташқи кучлар O нуктага нисбатан моменти ($\vec{M}$) ни ифодалайди. Шунинг учун юқоридаги тенглик қуйидагича кўринишга келади:

(2)

[illegible]

Моддий нуқтага таъсир этувчи барча ташқи кучлар тенг таъсир этувчисининг О нуқтага нисбатан моменти нолга тенг ($\vec{M} = 0$) бўлса (2) тенглик қуйидагича ёзилади:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = 0 \quad (3)$$

Ўзгармас катталиқнинг вақт бўйича ҳосиласи нолга тенг экандигини назарда тутсак, (3) дан:

$$\vec{L} = \text{const}$$

(4)

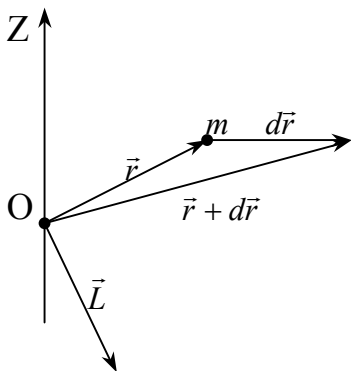
эканлиги келиб чиқади. Бу натижа моддий нуқта импульс моментининг сақланиш қонунини ифодалайди, моддий нуқтага таъсир этаётган кучларнинг тенг таъсир этувчисининг ихтиёрий О нуқтага нисбатан моменти нолга тенг бўлса моддий нуқта импульсининг шу нуқтага нисбатан моменти вақт ўтиши билан ўзгармайди.

Моддий нуқтанинг импульс моменти ихтиёрий О нуқтадан ўтувчи бирор ўққа нисбатан аниқланаётган бўлса (2) тенглик қуйидаги кўринишни олади:

$$\frac{dL_z}{dt} = M_z$$

(5)

бунда L_z ва M_z — $\vec{L}$ ва $\vec{M}$ векторларнинг мос равишда Z ўққа туширилган проекциялари. Шундай қилиб ўққа нисбатан импульс моментининг вақт бўйича ўзгариши моддий нуқтага таъсир этувчи ташқи кучлар моментининг мазкур ўққа туширилган проекциясига тенг экан.



Энди моддий нуқталар

тизимини олиб қарайлик. Умуман, тизимдаги ҳар бир моддий нуқтага ташқи ва ички кучлар таъсир этади. Ички кучлар тизимидаги моддий нуқталарнинг ўзаро таъсир кучларидан иборат бўлганлиги туфайли уларнинг вектор йиғиндиси нолга тенг ва бинобарин, ички кучларнинг О нуқтага нисбатан моменти ҳам нолга тенг.

Шунинг учун тизимга таъсир этувчи кучлар фақат ташқи кучлардан иборат бўлади. Демак, n та моддий нуқталар тизими учун (2) ифодани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{d}{dt} \sum_i \vec{L}_i = \sum_i \vec{M}_i \quad (6)$$

бунда $\sum_i \vec{L}_i = \sum_i [\vec{r}, m\vec{v}_i]$ - тизимнинг ихтиёрий О нуқтага нисбатан импульс моменти. (6) тенглик моддий нуқталар тизими учун моментлар тенгламасини ифодалайди.

Шундай қилиб, моддий нуқталар тизимнинг ихтиёрий О нуқтага нисбатан импульс моментида вақт бўйича олинган ҳосила барча ташқи кучларнинг шу нуқтага нисбатан куч моментларининг вектор йиғиндисига тенг.

(6) ифодадаги барча вектор катталикларнинг О нуқта орқали ўтувчи Z ўққа проекцияси олинса, қуйидаги муносабат ҳосил бўлади:

$$\frac{d}{dt} \sum L_z = \sum M_z \quad (7)$$

яъни, тизимдаги моддий нуқталарнинг О нуқтадан ўтувчи ўққа нисбатан импульс моментларининг алгебраик йиғиндисининг вақт бўйича ўзгариши шу ўққа нисбатан олинган куч моментларининг алгебраик йиғиндисига тенг.

Агар моддий нуқталар тизими берк бўлса (тизимга ташқи кучлар таъсир қилмаса), (6) ифоданинг ўнг томони нолга тенг бўлади, бундан:

$$\sum_i \vec{L}_i = const$$

(8)

деган хулосага келамиз. (8) тенглик моддий нуқталар тизими учун импульс моментининг сақланиш қонунини ифодалайди, моддий нуқталар берк тизимнинг ихтиёрий О нуқтага нисбатан импульс momenti вақт ўтиши билан ўзгармайди. Бу натижа моддий нуқталар берк тизимининг О нуқтадан ўтувчи ўққа нисбатан импульс momenti учун ҳам ўринлидир. Тизимга таъсир этувчи ташқи кучлар тенг таъсир этувчисининг бирор ўққа нисбатан momenti нолга тенг бўлса, бу кучлар тизимнинг шу ўққа нисбатан импульс моментини ўзгартира олмайди.

Қаттиқ жисмнинг ҳаракат ва мувозанат тенгламаси.

Қаттиқ жисм ҳаракатининг энг оддийси-илгариланма ҳаракат бўлиб, бунда унинг барча нуқталари бир хил тезлик ва бир хил тезланиш билан ҳаракатланади. Қаттиқ жисм ҳаракатининг бошқа тури унинг бирор нуқта ёки ўқ атрофидаги айланма ҳаракатидир.

Маълумки мутлоқ қаттиқ жисмнинг эркинлик даражалари сони 6 га тенг, яъни унинг ҳаракати 6 та мустақил тенглама орқали аниқланади, мазкур тенгламаларнинг 3 таси қаттиқ жисм инерция (масса) марказининг ҳаракат тенламасидир:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = \sum_i F_x ; \quad m \frac{d^2 y}{dt^2} = \sum_i F_y ; \quad m \frac{d^2 z}{dt^2} = \sum_i F_z ; \quad (1)$$

$$m \frac{dv_x}{dt} = \sum_i F_x ; \quad m \frac{dv_y}{dt} = \sum_i F_y ; \quad m \frac{dv_z}{dt} = \sum_i F_z$$

(2)

(бунда x, y, z -жисм инерция марказининг координаталари: v_x, v_y, v_z -масса маркази тезлигининг координата ўқларидаги проекциялари: $\sum_i F_x, \sum_i F_y, \sum_i F_z$ -жисмга таъсир этувчи ташқи i кучларнинг мос равишда x, y, z ўқдаги проекцияларининг йиғиндиси). Қолган 3 та тенглама- x, y, z ўқларга нисбатан олинган моментлар тенгламасидир:

$$\frac{dL_x}{dt} = \sum_i M_x ; \quad \frac{dL_y}{dt} = \sum_i M_y ; \quad \frac{dL_z}{dt} = \sum_i M_z \quad (3)$$

бунда L_x, L_y, L_z - моддий нуқталар тизимидан иборат қаттиқ жисм импульс моментининг x, y, z ўқлардаги проекциялар: $\sum M_x, \sum M_y, \sum M_z$ -айланиш ўқиға нисбатан ташқи кучлар моментларининг алгебраик йиғиндиси.

Механикада жисм мувозанати деб унинг шундай ҳолати тушуниладики, жисм қаралаётган инерциял саноқ тизимиға нисбатан тинч ҳолатда бўлади. Жисм мувозанатда бўлиш учун уни илгариланма ва айланма ҳаракатға келтирувчи сабаб бўлмаслиғи лозим. Бунинг учун жисмни илгариланма ҳаракатға келтирувчи кучларнинг x, y, z ўқлардаги проекциялари ва айланиш ўқиға нисбатан куч моментларининг мазкур координата ўқлардаги проекцияларининг алгебраик йиғиндиси нолға тенг бўлиши шарт:

$$\sum_i F_x = \sum_i F_y = \sum_i F_z = 0$$

(4)

$$\sum_i M_x = \sum_i M_y = \sum_i M_z = 0$$

(5)

(4) ва (5) шартлар x , y , z ўқлар учун бажарилса, у ҳолда ихтиёрий олинган бошқа ўқлар учун ҳам бажарилади.

Агар қаттиқ жисмга таъсир этаётган кучларни уларнинг таъсир чизиғи бўйлаб кўчирсак айланиш ўқиға нисбатан кучлар елкаси ўзгармайди, бинобарин мазкур ўзгаришлар жисмнинг ҳаракатига ёки тинч ҳолатига таъсир этмайди. Шунингдек, жисмга таъсир этаётган барча кучлар уларнинг тенг таъсир этувчиси билан, барча кучларнинг бирор ўққа нисбатан моментиларининг вектор йиғиндиси эса тенг таъсир этувчи кучнинг шу ўққа нисбатан моменти билан алмаштирилиши мумкин.

Жисмга таъсир этувчи барча ташқи кучларнинг тенг таъсир этувчисини $\vec{F}$ билан ва унинг қаралаётган ўққа нисбатан моментини $\vec{M}$ билан белгиласак, жисмнинг мувозанат шarti куйидаги кўринишини олади:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F} = 0$$

(6)

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M} = 0$$

(7)

бунда $\vec{v}$ -жисм масса (инерция) марказининг тезлиги. Жисм мувозанатда бўлиши учун бу шартлар зарур шартлар бўлиб, лекин етарли эмас. Гап шундаки, бу шартлар бажарилганда жисмнинг масса маркази қаралаётган саноқ тизимига нисбатан ўзгармас ($v=\text{const}$) тезлик билан илгариланма ҳаракатда ва жисм бирор ўққа нисбатан ўзгармас бурчак тезлик билан айланма ҳаракатда бўлиши мумкин. Шу боис жисмнинг барча

нуқталарининг тезлиги қаралаётган санок тизимига нисбатан нолга тенг бўлиши лозим.

Жисмнинг айланиш ўқиға нисбатан инерция моменти.

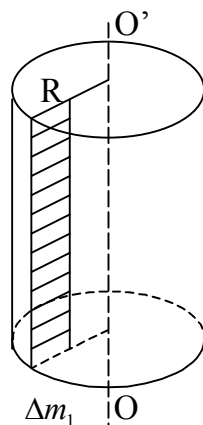
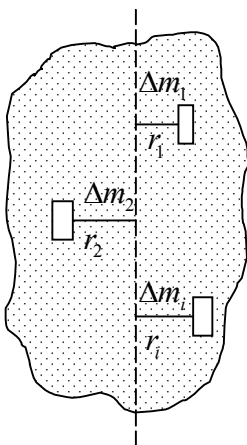
Юқорида биз бурчак тезлик, бурчак тезланиш ва куч моменти деган катталиклар билан танишдик. Қаттиқ жисмнинг айланма ҳаракатини ўрганишда юқоридаги катталиклар билан бир қаторда инерция моменти деган катталикдан ҳам фойдаланилади. Бу катталик ҳақида муайян тасаввур ҳосил қилиш учун OO^1 ўқ атрофида айланаётган қаттиқ жисмни олиб қарайлик. Уни фикран массалари Δm_i бўлган n та жуда майда бўлакчаларға бўлиб, ҳар бир майда (элемент) бўлакчадан айланиш ўқиғача бўлган энг қиска масофани r_i билан белгилайлик. Майда бўлакча массасини ундан айланиш ўқиғача бўлган энг қиска масофа квадратиға кўпайтмаси унинг шу ўққа нисбатан инерция моменти дейилади, яъни:

$$I_i = \Delta m_i r_i^2$$

(1)

Айланиш ўқиға нисбатан қаттиқ жисмнинг инерция моменти (I) деб, барча кичик массаларнинг шу ўққа нисбатан инерция моментларининг йиғиндисига айтилади:

$$I = \sum_i \Delta m_i r_i^2$$



(2)

Таърифдан кўринадики, жисмнинг инерция моменти айланиш ўқига нисбатан аниқланади. Бу борада шу нарсани таъкидлаш лозимки, ҳар қандай жисм тинч ҳолатда ёки айланма ҳаракатда бўлишига боғлиқ бўлмаган ҳолда унинг ихтиёрий ўққа нисбатан инерция моменти мавжуд. Бу ерда жисмнинг инерция моментини массасига қиёс қилиш мумкин. Жисм ҳаракатда ёки тинч ҳолатда бўлишидан қатъий назар, унинг массаси (инертлиги) мавжуддир.

Аксарият ҳолларда жисмнинг массаси унинг ҳажми бўйлаб бир текис тақсимланган (жисм бир жинсли) бўлади. Шунинг учун жисмнинг инерция моментини унинг зичлиги орқали ифодалаш мумкин. Маълумки бир жинсли жисмнинг зичлиги $\rho = m/V$ (V -массаси m бўлган жисмнинг ҳажми) тарзда ифодаланади. Шу муносабат билан жисм инерция моментини ифодаловчи (2) йиғиндисини интеграл билан алмаштириш мумкин:

$$I = \lim_{\Delta m \rightarrow 0} \sum_i r_i^2 \Delta m_i = \int_V r^2 dm$$

(3)

бунда интеграллаш жисмнинг бутун ҳажмидаги элементар массалар (dm) бўйича амалга оширилади. dm га тенг элементар массанинг ҳажми dV эканлигидан ва зичликнинг таърифдан $dm = \rho dV$ ни ҳосил қиламиз, натижада (3) қуйидаги кўришни олади:

$$I = \rho \int_V r^2 dV$$

(4)

Энди, баъзи жисмларнинг инерция моментиларини акс эттирувчи ифодани топайлик. Радиуси R га тенг юпка деворли (ковак) цилиндрнинг симметрия ўқи (OO^1) га нисбатан инерция моментини топиш учун унинг деворларини OO^1 ўққа параллел бўлган n та энсиз бўлакчаларга расмда кўрсатилгандек фикран бўлиб чиқамиз.

Цилиндрнинг девори юпка бўлганлиги туфайли ҳар бир энсиз бўлакча OO^1 ўққа бир хил масофада жойлашган деб

ҳисоблаш мумкин. i -бўлакчанинг массасини Δm_i деб белгиласак, унинг OO^1 ўққа нисбатан инерция моменти:

$$I_i = \Delta m_i R^2$$

бўлади. Юпқа цилиндрнинг ўша ўққа нисбатан инерция моменти эса қуйидагича ифодаланади:

$$I = \sum_i \Delta m_i R^2 = R^2 \sum_i \Delta m_i = m R^2$$

(5)
бунда $\sum_i \Delta m_i = m$ - юпқа цилиндрнинг массаси. Энди радиуси R

ва баландлиги h бўлган бир жинсли яхлит цилиндрнинг симметрия ўқиға нисбатан инерция моменти ифодасини топайлик. Бунинг учун цилиндрнинг радиуси r ва деворининг қалинлиги dr бўлган ичма-ич жойлашган цилиндрларға фикран бўлиб чиқамиз. Бундай цилиндрнинг ҳажми:

$$dV = 2\pi r dr \bullet h$$

Охирги формулани (4) га қуйиб ва ичма-ич жойлашган цилиндрнинг радиуслари O дан r гача ўзгаришини назарда тутиб қуйидагини ҳосил қиламиз.

$$I = \rho \int_0^R r^2 2\pi r dr \bullet h = 2\pi \rho h \int_0^R dr = \frac{1}{2} \pi \rho h R^4$$

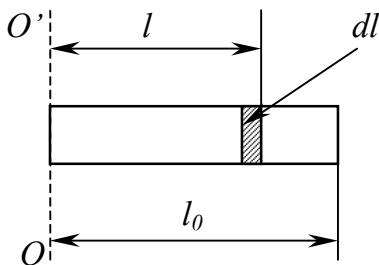
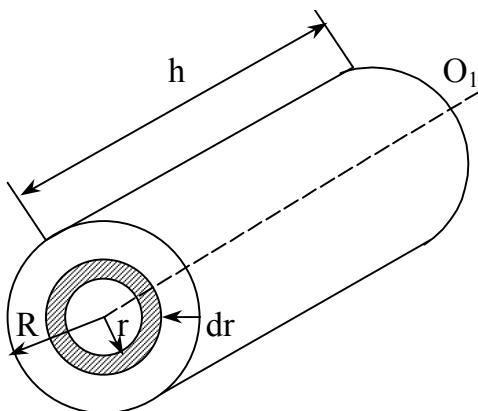
Бу формуланинг ўнг томонидаги $\pi R^2 h$ - яхлит цилиндрнинг ҳажми ва $\pi R^2 h \rho = m$ унинг массаси эканлигини эътиборға олсак, бир жинсли яхлит цилиндрнинг (шунингдек, бир жинсли дискнинг) симметрия ўқиға нисбатан инерция моменти қуйидагича ифодаланади:

$$I = \frac{1}{2} m R^2$$

(6)

Узунлиги l_0 ва массаси m бўлган бир жинсли ингичка
 стерженнинг бир учидан унга тик равишда ўтувчи ўққа
 нисбатан инерция моментини топиш учун кичик узунликдаги
 бўлакчаларга тўғри келувчи массаси m/l_0 бўлганлиги учун dl
 узунликдаги бўлакчанинг массаси:

$$dm = \frac{m}{l_0} dl$$



бўлади, бу бўлакчанинг OO^1 ўққа нисбатан инерция momenti:

$$dI = l^2 dm = \frac{m}{l_0} l^2 dl$$

муносабат билан ифодаланади. Стерженнинг OO^1 ўққа
 нисбатан инерция моментини топиш учун охириги формулани O
 дан l_0 гача интеграллаймиз:

$$I = \int dI = \frac{m}{l_0} \int_0^{l_0} l^2 dl = \frac{1}{3} m l_0^2 \quad (7)$$

Шу стерженнинг ўртасидан унга тик равишда ўтувчи ўққа
 нисбатан инерция momenti:

$$I = \frac{1}{12} m l_0^2$$

(8)

эканлигин ҳисоблаш қийин эмас. Шунингдек, радиуси R ва массаси m бўлган бир жинсли шарнинг унинг марказидан ўтувчи ўққа нисбатан инерция моменти:

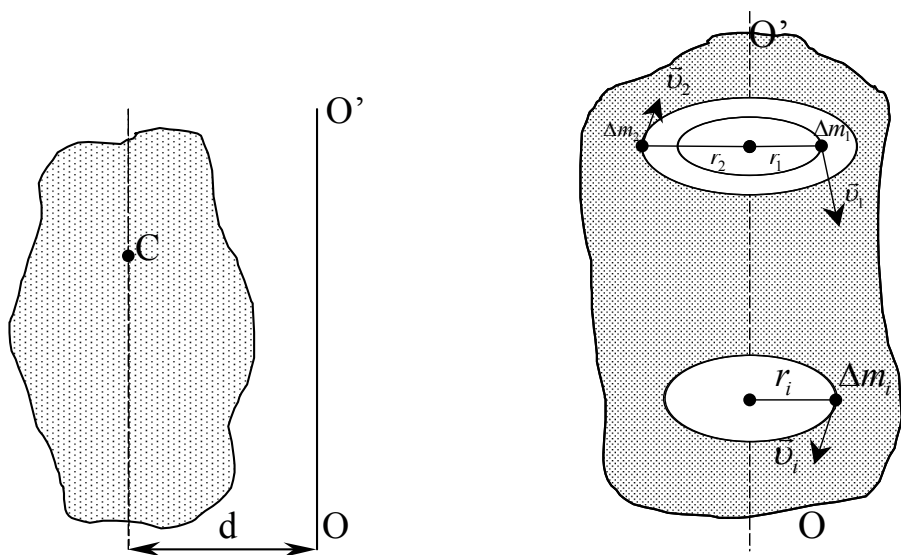
$$I = \frac{2}{5} m R^2$$

(9)

формула билан ифодаланади.

Масса марказидан ўтмаган бошқа ўққа нисбатан жисмнинг инерция моменти эса масса марказидан ўтган ўққа нисбатан аниқланган инерция моментида фарқ қилади, чунки ўқнинг вазияти ўзгариши билан жисм массасининг ўққа нисбатан жойлашиши ҳам ўзгаради. Шунинг учун жисмнинг масса маркази орқали ўтмаган ўққа нисбатан инерция моментини аниқлашда Штейнер теоремасидан фойдаланилади: *ихтиёрӣ ўққа нисбатан жисмнинг инерция моменти (I) ўша ўққа параллел равишда масса маркази орқали ўтувчи ўққа нисбатан аниқланган инерция моменти (I_0) ва жисм массаси (m) билан ўқлар оралигидаги масофа (d) квадратининг кўпайтмаси тарзида аниқланадиган катталиқ йигиндисига тенг:*

$$I = I_0 + m d^2$$



Ўқ атрофида айланувчи жисмнинг ҳаракат тенгламаси.

Бирор қўзғалмас ўқ (айтайлик, Z ўқ) атрофида ўзгармас бурчак тезлик (ω) билан айланма ҳаракат қилаётган қаттиқ жисмни олиб қарайлик ва уни массалари Δm_i бўлган n та майда бўлақларга фикран шундай бўлиб чиқайликки, уларнинг ҳар бирини моддий нуқта деб қараш мумкин бўлсин. Ҳар бир бўлақчадан айланиш ўқиғача бўлган энг яқин масофани r_i билан белгиласак қаралаётган қаттиқ жисмнинг айланиш ўқиғига нисбатан импульс моментига кўра

$$L_{zi} = \sum L_{zi} = \sum \Delta m_i v_i r_i$$

(1)

тарзда ифодаланади. Бунда v_i – массаси Δm_i бўлган бўлақчанинг чизикли тезлиги. Қаттиқ жисм бирор ўқ атрофида айланаётганда массалари Δm_i бўлган унинг ҳар бир майда бўлақчаси (шунингдек, унинг ҳар бир нуқтаси) нинг

траекторияси айланиш ўқиға тик жойлашган текисликларда ётувчи ва радиуслари r_i бўлган айланалардан иборат бўлади. Хар бир бўлакчанинг чизикли тезлик айланиши радиусига мутаносиб, яъни $v_i = \omega r_i$. Бунга асосан (1) ни қуйидагича ёзамиз ($\omega = \text{const}$): $L_z = \omega \Sigma \Delta m_i * r_i^2$ шунга биноан $\Sigma \Delta m_i * r_i^2$ жисмнинг айланиш ўқиға нисбатан инерция моментини ифодалайди. Натижада, охириги тенглик

$$L_z = I\omega$$

(2)

кўринишга келади.

Бинобарин, қаттиқ жисм импульсининг қўзғалмас ўққа нисбатан momenti унинг мазкур ўққа нисбатан инерция momenti билан бурчак тезликнинг кўпайтмасига тенг.

Қаттиқ жисмнинг Z ўқ атрофида айланма ҳаракати ташқи кучлар таъсирида содир бўлаётган бўлса, мазкур кучларнинг натижавий momenti $\vec{M} = \sum_i [\vec{r}_i, \vec{F}_i]$ бўлади ва ўша

ўққа нисбатан моментлар тенгламаси қуйидагича ёзилади:

$$\frac{dL_z}{dt} = \frac{d}{dt}(I\omega) = M_z$$

(3)

Жисмнинг айланиш ўқиға нисбатан инерция momenti вақтга боғлиқ бўлмаган катталиқ бўлганидан ва $\frac{d\omega}{dt} = \varepsilon$ – бурчак тезланиш эканлигини эътиборга олсак, юқоридаги ифода қуйидаги кўринишни олади:

$$M_z = I\varepsilon$$

тенглик

Вектор кўринишида бу

$$\vec{M} = I\vec{\varepsilon}$$

(4)

тарзда ёзилади ($\vec{M}$ ва $\vec{\varepsilon}$ векторларнинг йўналиши бир хил). (4) формула қўзғалмас ўқ атрофида айланувчи қаттиқ жисм айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси дейилади. У илгариланма ҳаракат қилаётган моддий нукта

динамикасининг асосий тенгламаси $\vec{F} = m\vec{a}$ (Ньютоннинг 2 қонуни) га ўхшашдир. Бунда масса вазифасини инерция моменти, чизиқли тезланиш вазифасини бурчак тезланиш, куч вазифасини куч моменти ўтайди.

Қўзғалмас ўқ атрофида айланаётган жисмга ташқи кучлар таъсир қилмаса, яъни:

$$\sum_i \vec{F}_i = 0 \quad \text{ва} \quad M_z = 0 \quad \text{бўлса} \quad (3)$$

дан

$$I\omega = \text{const}$$

(5)

эканлиги келиб чиқади. Бу муносабат қўзғалмас ўқ атрофида айланаётган жисм импульс моментининг сақланиш қонунини ифодалайди.

Бу қонундан кўринадик, жисмнинг ўққа нисбатан импульс моменти ўзгармаганда ($I = \text{const}$) мазкур жисм ўзгармас бурчак тезлик билан айланма ҳаракатда бўлади. Айланиш жараёнида бирор сабабга кўра жисмнинг инерция моменти ўзгарса унинг бурчак тезлиги ҳам ўзгаради. (I ортса, ω камайди ва аксинча)

Айланаётган жисмнинг кинетик энергияси ва бажарган иши.

Қаттиқ жисм қўзғалмас ўқ атрофида ўзгармас бурчак тезлик (ω) билан айланма ҳаракат қилаётган бўлсин. Уни расмда кўрсатилгандек, n та майда бўлакчаларга фикран бўлиб чиқайлик ва i -бурчакнинг массасини Δm_i билан ва мазкур бўлакчадан айланиш ўқиғача бўлган энг яқин масофани r_i билан белгилайлик. Бурчакнинг ҳар бири айланиш ўқиға тик жойлашган текисликларда ётувчи айланалар бўлиб v_i га тенг ҳар хил чизиқли тезлик билан ҳаракат қилади. Чизиқли тезлик v_i билан бурчак тезлик ω орасидаги $v_i = \omega r_i$ муносабат

мавжудлигини ва барча бўлакчаларнинг бурчак тезлиги бир хил ($\omega = \text{const}$) эканлигини эътиборга олиб, i -бўлакчанинг кинетик энергияси:

$$E_{ki} = \frac{\Delta m_i v_i^2}{2} = \frac{\Delta m_i (\omega r_i)^2}{2} = \frac{\omega^2}{2} \Delta m_i r_i^2$$

тарзда ёзамиз. Қўзғалмас ўқ атрофида айланма ҳаракат қилаётган жисмнинг кинетик энергияси айрим бўлакчалар кинетик энергияларининг йиғиндисига тенг:

$$E_k = \sum_i E_{ki} = \frac{\omega^2}{2} \sum_i \Delta m_i r_i^2$$

бу ерда $\sum_i \Delta m_i r_i^2$ -маълумки, жисмнинг айланиш ўқига нисбатан инерция моментини ифодалайди. Шундай қилиб, ўқ атрофида айланаётган жисмнинг кинетик энергияси қуйидагича ифодаланади:

$$E_k = \frac{I\omega^2}{2}$$

(1)

Бу формулани илгариланма ҳаракат қилаётган жисмнинг кинетик энергияси ($mv^2/2$) билан таққосласак, бунда жисм массаси ўрнида инерция momenti, чизиқли тезлик ўрнига бурчакли тезлик турганини кўрамиз.

Жисм бир вақтнинг ўзида ҳам илгариланма, ҳам айланма ҳаракат қилиши мумкин. Жисм аксарият ҳолларда унинг масса марказидан ўтган ўқ атрофида айланади. Ўқ эса ўз навбатида илгариланма ҳаракат қилади. Автомобил ғилдирагининг ҳаракати, цилиндр шаклидаги жисмнинг бирор текислик устида думалаши шулар жумласидандир. Бундай ҳаракатнинг

тўлиқ кинетик энергияси илгариланма ва айланма ҳаракат кинетик энергияларининг йиғиндисидан иборат бўлади:

$$E_k = \frac{m v_c^2}{2} + \frac{I \omega^2}{2},$$

бунда m -жисмнинг массаси, v_c -масса марказининг илгариланма ҳаракатдаги тезлиги.

Жисм муайян ϕ бурчакка бурилганда бажарилган тўлиқ иш эса $A=M\phi$ бўлади. Бу формулани илгариланда ҳаракатда ташқи кучлар бажарган иш формуласи ($A = F_s dS$) билан таққосласак, шу нарсга аён бўладики, куч вазифасини ташқи кучлар моменти, чизиқли кўчиш вазифасини эса бурчак кўчиш ўтайди.

Биз юқорида жисмнинг илгариланма ва айланма ҳаракатини тафсифловчи ифодалар орасидаги мос ўхшашликлар борлигини кўрдик.

Синов саволлари.

1. Импульс моменти деб қандай физик катталиққа айтилади?
2. Импульс моментининг сақланиш қонунини таърифланг ва исботланг
3. Куч моменти деб қандай катталиққа айтилади?
4. Моментлар тенгламаси ифодасини ёзинг
5. Моддий нуқтанинг ва жисмнинг айланиш ўқиға нисбатан инерция моменти деб қандай катталиққа айтилади?
6. Шейнер теоремасини таърифланг ва ифодасини ёзинг
7. Жисм айланма ҳаракат кинетик энергияси ифодасини ёзинг

Адабиётлар.

28. Т.И. Трофимова. Курс физики. Москва. «Высшая школа», 1998 г. стр. 28-33.
29. А. Қосимов, Х. Жўрақулов, А. Сафаров. Физика курси. Тошкент. «Ўзбекистон», 1994 й. I том. Механика. 78-84; 161-172 бетлар.
30. И.В. Савельев. Курс физики. Том I. Механика. Молекулярная физика. Москва. «Наука», 1989 г. стр. 84-92; 94-112.
31. А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. Курс физики. Москва, «Высшая школа», 1989 г. стр. 39-47.
32. О. Ахмаджонов. Физика курси. Тошкент. «Ўқитувчи». I том. Механика ва молекуляр физика. 1987 й. 71-92 бетлар.
33. Р.Ф. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Москва. «Мир». 1977 й. Том I-II. стр. 327-338.
34. Ч. Киттель, У. Найт, М. Рузерман. Берклевский курс физики. Том I. Механика. Москва. «Наука», 1983 г. стр. 190-196.

7-мартуза.

Режа

Механикада нисбийлик
принципи. Галилей
алмаштиришлари. Лоренц
алмаштиришлари ва улардан
келиб чиқадиган натижалар. Бир
вақтлилиқнинг нисбийлиги.
Ҳаракатдаги жисмнинг узунлиги.
Вақт оралиғининг нисбийлиги.
Релятивистик механикада
тезликларни қўшиш.

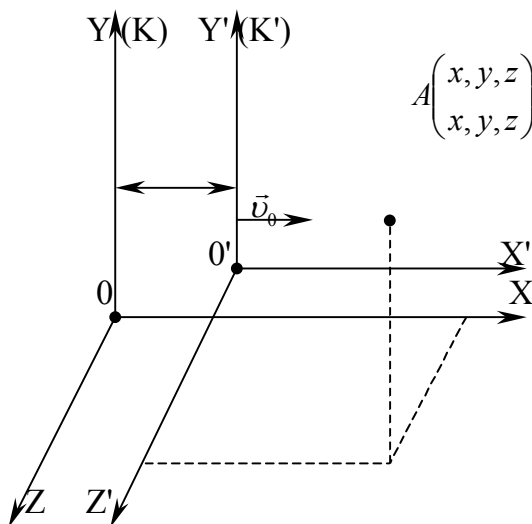
Механикада нисбий ҳаракат. Галилей алмаштиришлари.

Ньютон механикаси асосан «секин» ҳаракатлар ($v \leq c$) (с-ёруғлиқнинг бўшли=даги тезлиги) механикасидир. Шу туфайли ҳаракатдаги жисмлар ўлчамлари ва бу ҳаракатлар содир бўлаётган вақт оралиғи мутлоқ ҳисобланади, яъни жисмларнинг ўлчамлари ва вақт оралиғи ўзгармас бўлиб, ҳаракат тезлигига боғлиқ эмас деб қаралади.

Турли инерциал санок тизимларида бирор механик ҳодисанинг қандай кечишини қараб чиқайлик. Масалан: бирор жисм (моддий нукта) ҳаракатини иккита инерциал K ва K' Декарт координаталар тизимларида олиб қарайлик (яъни X, Y, Z ва X', Y', Z' ўқлари бир-бирига мос равишда параллел йўналган бўлиб, фақат X ва X' ўқлари устма-уст тушган бўлсин)

Бу санок тизимлари бирини, масалан, K тизимни шартли равишда қўзғалмас деб ҳисоблайлик; иккинчи санок тизими K'

эса биринчисига нисбатан ОХ йўналишда ўзгармас тезлик билан тўғри чизиqli ҳаракат қилаётган бўлсин



Бир инерциал тизимдан иккинчисига ўтганда моддий нукта координаталарининг ўзгаришини аниқлайлик.

Ихтиёрий t вақтда ҳаракатланаётган моддий нукта расмда кўрсатилгандек қандайдир A ҳолатда бўлсин; айти пайтда K' тизимнинг санок боши (O' нукта) K нинг санок бошига

нисбатан $x=v_0t$, $y=y'$, $z=z'$ координаталар билан аниқланувчи нуктада жойлашган бўлади (чунки $OO'=v_0t$). Фазо ва вақт ҳақидаги Ньютон механикаси тасаввурига кўра ҳар иккала тизимда ҳам вақт бир ҳолда кечади, яъни $t=t'$ бўлади.

Расмдан кўринишича моддий нукта (A) нинг ихтиёрий t пайтда K системадаги ҳолати қуйидаги муносабатлар билан аниқланади:

$$x=x'+v_0t, \quad y=y', \quad z=z', \quad t=t' \quad (1)$$

Худди шунингдек, моддий нуктанинг айти ўша t пайтда K' тизимдаги ҳолати қуйидагича ифодаланади:

$$x'=x-v_0t, \quad y'=y, \quad z'=z, \quad t'=t \quad (2)$$

(1) ва (2) формулалар *Галилей алмаштиришлари* дейилади. Галилей алмаштиришлари бирор инерциал санок тизимида ҳаракатланаётган моддий нукта координаларидан бошқа инерциал санок тизимидаги координатарига ўтишга ($t=t'$ вақт учун) имкон беради.

Шуни таъкидлаш лозимки, Галилей алмаштиришлари узунлик ва вақт оралиқлари мутлоқлиги (ўзгармаслиги) ҳақидаги Ньютон механикаси тасаввурларига асосланади.

Галилей алмаштиришлари ҳаракатланаётган моддий нуктанинг бирор инерциал санок тизимидаги тезлиги билан бошқа инерциал тизимдаги тезлиги орасидаги боғланишини топишга имкон беради.

$$\vec{v} = \vec{v}' + \vec{v}_0$$

(3)

Бу тенглик Ньютон механикасида тезликларни қўшиш қонунини ифодалайди ва қуйидагича таърифланади: *моддий нуктанинг К санок тизимидаги тезлиги (тезлик вектори) унинг К' тизимдаги тезлиги билан К' тизимнинг К га нисбатан тезлигининг вектор йиғиндисига тенг*. Масалан, дарёдаги кеманинг қирғоққа нисбатан тезлиги унинг сувга нисбатан тезлиги билан сувнинг қирғоққа нисбатан тезликларининг вектор йиғиндисига тенг.

Моддий нуктанинг тезлигидан вақт бўйича олинган ҳосила унинг тезланишига тенг эканлигини назарда тутиб, (3) ни дифференциалласак, қуйидагига эга бўламиз:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d\vec{v}}{dt'} = \vec{a}' \quad \text{ёки}$$

$$\vec{a} = \vec{a}'$$

(6)

($v_0 = \text{const}$ бўлгани учун унинг вақт бўйича ҳосиласи нолга тенг эканлиги ўз-ўзидан равшандир): бу ерда $\vec{a}$ -моддий нуктанинг К тизимдаги тезланиши, $\vec{a}'$ -эса унинг К' тизимдаги тезланишини ифодалайди. Демак, ҳамма жисмлар ҳар хил инерциал санок тизимларига нисбатан бир хил тезланиш билан ҳаракат қилар эканлар.

Нисбийлик принципи. Галилей алмаштиришларининг инвариантлари.

Тажрибалар натижаларини умумлаштириб, Галилей қуйидаги хулосага келади: инерциал санок тизимида ўтказилган механик тажриба воситаси билан мазкур санок тизимининг тинч турганлигини ёки тўғри чизиqli текис ҳаракатланаётганлигини аниқлаб бўлмайди. Бу *Галилейнинг нисбийлик қондаси* дейилади. Масалан, кеманинг ичидаги киши кеманинг тинч турганлигини ёки унинг тўғри чизиqli текис ҳаракат қилаётганлигини аниқлай олмайди.

Барча инерциал санок тизимларида бир хил сон қийматига эга бўлган катталиклар инвариант катталиклар дейилади («инвариант» латинча суз бўлиб «ўзгармас» демакдир). Юқорида кўрдикки, ҳаракатдаги моддий нуқтанинг иккита инерциал санок тизими (K ва K') даги тезланиши бир хил, яъни $\vec{a} = \vec{a}'$. Демак, моддий нуқтанинг тезланиши Галилей алмаштиришларига нисбатан инвариантдир.

Маълумки, физик қонунлар ҳар хил катталикларнинг микдорий муносабатлари тарзида ифода қилинади. Яъни бу қонунлар математик формулалар орқали ёзилади. *Бир инерциал санок тизимидан иккинчисига ўтилганда муайян физик қонуниятни ифодаловчи тенгламага тегишли катталикларнинг қийматлари ўзгарсада, унинг умумий кўриниши ўзгармаса, бундай тенглама қаралаётган алмаштиришларга нисбатан инвариант дейилади.*

K ва K' инерциал санок тизимларида $\vec{a} = \vec{a}'$, $m = m'$ ва $\vec{F} = \vec{F}'$ эканлигини эътиборга олсак, Ньютон қонунининг мазкур санок тизимларидаги ифодалари бир хил бўлишини кўрамиз: K тизимда $F = ma$ тенглик ўринли бўлса K' тизимда

$$\vec{F} = m \vec{a}'$$

тенглик ўринли бўлади, яъни бир инерциал санок тизимидан иккинчисига ўтилганда Ньютонни иккинчи қонуни ўз кўринишини ўзгартирмас экан.

Демак, динамиканинг асосий қонуни Галилей алмаштиришларига нисбатан инвариантдир.

Юқорида айтилганларни умумлаштириб, Галилейнинг нисбийлик принципини қуйидагига таърифлаш мумкин: *механика қонунлари барча инерциал санок тизимларида бир хил ифодаланади.*

Релятивистик динамика элементлари. Махсус нисбийлик назарияси ва унинг постулатлари.

Релятивистик механика асосини А. Эйнштейн томонидан яратилган махсус нисбийлик назарияси ташкил қилади ва у кучсиз гравитация майдонлари мавжуд бўлган ҳоллар учун фазо ва вақт ҳақидаги физик назария ҳисобланади. Бу назария Ньютон физикасининг барча тасаввуриларини қайта кўриб чиқишни тақазо қилади. Чунки Эйнштейннинг нисбийлик назариясида Ньютон механикасидан фарқли ўлароқ фазо ва вақт хоссалари ҳақидаги тасаввур мазкур фазо ва вақт ичида содир бўлаётган табиат ҳодисалари билан узвий боғлангандир. Махсус нисбийлик назариясида физик ҳодисалар қонуниятлари фақатгина инерциал санок тизимларида ўрганилади. Бундан ташқари умумий нисбийлик назарияси ҳам мавжуд бўлиб, у гравитация майдонлари ҳақидаги назариядир.

А. Эйнштейннинг махсус нисбийлик назарияси қуйидаги иккита постулатга (принципга) асосланган: 1) нисбийлик принципи; 2) ёруғлик тезлигининг ўзгармаслиги принципи.

Биринчи постулат фақат механик ҳодисаларга тааллуқли бўлган Галилейнинг нисбийлик принципларини барча физик ҳодисалар учун умумлаштиришдан иборат. Бу постулат қуйидагича таърифланади: *ҳар бир физик ҳодиса барча инерциал санок тизимларида бир хил содир бўлади. Бошқача айтганда, барча табиат қонунлари ва уларни тавсифловчи тенгламалар, бир инерциал санок тизимидан иккинчисига ўтганда ўзгармайди, яъни мазкур қонунлар инерциал санок тизимларига нисбатан инвариантдир.*

Ёруғлик тезлигини доимийлиги ҳақидаги иккинчи постулат қуйидагича таърифланади: *ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги ёруғлик манбаининг ҳаракатига боғлиқ эмас ва у барча инерциал санок тизимларида бир хилдир.*

Ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги табиатдаги кузатиладиган тезликлар ичида энг каттасидир. Ҳар қандай жисмлар ўзаро таъсирининг узатилиши тезлиги ёруғликни бушлиқдаги тезлигидан катта бўлиши мумкин эмас.

Галилей алмаштиришларидан келиб чиқадиган тезликларни қўшиш қондасига асосан бир санок тизимидан иккинчисига ўтганда еруғликнинг тезлиги $u = v + c$ га тенг бўлиши керак. Тезликларни қўшишнинг бу қонуни эса ёруғлик тезлигини доимийлик принципига мутлақо зиддир. Бу зидиятни сабаби Ньютон механикасида алоҳида олиб қаралган фазо ва вақтни мутлоқ деб ҳисобланганлигидир.

Фазо ва вақтни мутлоқ деб ҳисобланганда жисмлар нисбий тезлигини ёруғлик тезлигидан катта бўла олмаслигини тушунтириш асло мумкин эмас. Шу боисдан Ньютон механикасидаги фазо ва вақт мутлоқдир деган тасаввурлардан воз кечишга тўғри келади.

Шундай қилиб, бир инерциал санок тизимидан иккинчисига ўтганда, фазо ва вақтни ўзгаришини Галилей алмаштиришлари воситасида эмас, балки бошқача алмаштиришлар воситасида тасвирлаш зарурати келиб чиқди. Бундай алмаштириш тенгламаларини биринчи бўлиб голландиялик олим Г. Лоренц (1853-1928) келтириб чиқарган.

Лоренц алмаштиришлари.

Лоренц алмаштиришларида бир инерциал санок тизимидан иккинчисига ўтганда x, y, z , координаталар билан бир қаторда вақт ҳам ўзгарувчан катталиқ деб қаралади, яъни бир инерциал санок тизимида фазо ва вақт x, y, z, t билан ифодаланса иккинчи инерциал санок тизимида бу катталиқлар x', y', z', t' қийматларига эга бўлади. Лоренц алмаштиришларини келтириб чиқариш учун, K ва K' инерциал санок тизимларини олампиз ва бу тизимларни X, Y, Z ва X', Y', Z' ўқларини бири-бирига мос равишда параллел жойлаштирамиз. K санок тизимини шартли равишда қўзғалмас деб ҳисоблайлик, K' эса K га нисбатан x ўқи бўйлаб $\vec{v}$ тезлик билан текис ҳаракатланаётган бўлсин. Датслабки пайтда (яъни $t=0$ ва $t'=0$ бўлганда) иккала тизим координаталарини боши устма-уст

тушади ($x=x'=0$) деб фараз қиламиз. Фазода бирор нуктани олайлик ва бу нукта K' санок тизимини бошида жойлашган булсин. У холда $t=t'=0$ булганда, мазкур нуктани координатаси $x'=0$ бўлиши табиий. Бу ҳол учун Лоренц алмаштиришларини ошкор кўринишини топиш ҳақидаги масала юқорида зикр этилган фазодаги ўша нукта учун x, y, z, t катталиклар билан x', y', z', t' катталиклар орасидаги боғланишлар формулаларини топиш масаласига келтирилади. Фазо ва вақт бир жинслилиги бу катталиклар орасидаги боғланишлар чизиқли боғланишлар бўлишлари кераклигини тақазо қилади. Шу сабабли K ва K' инерциал санок тизимларини мос равишда X ва X' координаталари учун Галилей алмаштиришларини ифодаловчи

$$x = x' + vt'; \quad x' = x - vt$$

формулалар фақат мутаносиблик коэффициентини γ билан фарқ қилувчи куйидаги

$$x = \gamma(x' + vt'); \quad (1)$$

$$x' = \gamma(x - vt) \quad (2)$$

ифодалар билан алмаштирилиши лозим (K ва K' тизимлар тенг ҳуқуқли инерциал санок тизимлари бўлганлиги туфайли мутаносиблик коэффициентини γ иккала формула учун бир хил қилиб олинган).

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}};$$

(3)

бу ерда $\beta = v/c$ белгилашни киритдик. (3) га асосан (1) ва (2) тенгликни куйидагича ёзамиз

$$x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \beta^2}};$$

(5)

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

(6)

Харакат фақат X ва X' ўқлари йўналишида содир бўлаётганлиги туфайли бу йўналишга тик бўлган y, y', z, z' координаталар аввалига ўзгармай қолишини, яъни

$$y = y', \quad z = z'$$

(7)

муносабатлар бажарилишини тушиши қийин эмас.

Энди, K инерциал санок тизимидан K' тизимга ўтганда вақт (t ва t') учун алмаштириш формулаларини топайлик. Бунинг учун (6) даги X' учун топилган ифодани (5) формулага қўямиз:

$$x = -\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \left(\frac{x - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}} + v \cdot t' \right) = \frac{x - vt}{1 - \beta^2} + \frac{v \cdot t'}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Бу формулани $v \cdot t'$ га нисбатан ёзамиз.

$$v t' = x \sqrt{1 - \beta^2} - \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \text{ёки}$$

$$t' = \frac{x}{v} \sqrt{1 - \beta^2} - \frac{x - vt}{v \sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{(1 - v^2/c^2)x - x + vt}{v \sqrt{1 - \beta^2}}$$

бинобарин:

$$t' = \frac{t - (v/c^2) \cdot x}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

(8)

(5)-(8)-формулар бир-бирига нисбатан ўзгармас тезлик билан ҳаракатланаётган тизимлар координаталарини ўзаро боғлайди ва улар Лоренц алмаштиришлари дейилади. Координаталарни алмаштириш формулаларида вақт иштирок этаяпти, вақтни

алмаштириш формулаларида вақт иштирок этаяпти. Демак, Лоренц алмаштиришларида фазо ва вақт бир-бири билан узвий боғлиқ бўлиб, уларни алоҳида олиб қараш маънога эга эмас. Бинобарин, нисбийлик назарияси бир-бири билан узвий боғланган фазо ва вақт ҳақидаги назариядир.

Лоренц алмаштиришларидан келиб чиқадиган натижалар.

1) Бир вақтлилиكنинг нисбийлиги. Барча инерциал санок тизимлари тенг ҳуқуқли бўлишига қарамай, уларда содир бўлаётган воқеаларни бир вақтлилиги ва кетма-кетлиги ҳар хилдир. К ва К' инерциал санок тизимларини олайлик ва худди юқоридагидек, К' санок тизими К тизимга нисбатан Х ўқи йўналишида ўзгармас $\vec{v}$ тезлик билан ҳаракатланаётган бўлсин. Тинч турган К санок тизимини X_1 ва X_2 нуқталарида бир вақтнинг ўзида ($t_1 = t_2, \Delta t = t_2 - t_1 = 0$) икки воқеа содир бўлсин: айтайлик, X_1 ва X_2 нуқталарида жойлашган иккита милтиқдан бир вақтда ўқ отилсин.

Бу икки воқеа ҳаракатдаги К' санок тизимини X'_1 ва X'_2 нуқталарида айни бир вақта юз берадими ёки вақтнинг мос равишда t'_1 ва t'_2 пайтларида содир бўладими, деган саволга жавоб бериш учун Лоренц алмаштиришларидан фойдаланамиз.

$\gamma = -\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ эканлигини назарда тутиб $x_1, x_2, x'_1, x'_2, t_1, t_2, t'_1$

ва t'_2 лар учун Лоренц алмаштиришларини қуйидагича ёзамиз.

$$\begin{aligned}x_1 &= \gamma(x'_1 + vt'_1), \\x_2 &= \gamma(x'_2 + vt'_2); \\x'_1 &= \gamma(x - vt_1), \\x'_2 &= \gamma(x_2 - vt_2);\end{aligned}$$

$$t_1 = \gamma \left(t_1 - \frac{v}{c^2} x_1 \right),$$

$$t_2 = \gamma \left(t_1' + \frac{v}{c^2} x_2' \right);$$

$$t_1' = \gamma \left(t_1 - \frac{v}{c^2} x_1 \right),$$

$$t_2' = \gamma \left(t_2 - \frac{v}{c^2} x_2' \right);$$

Бу тенгликлардан $\Delta x = x_2 - x_1, \Delta x' = x_2' - x_1', \Delta t = t_2 - t_1, \Delta t' = t_2' - t_1'$ катталиклар учун Лоренц алмаштиришларини

$$\Delta x = \gamma (\Delta x' + v \Delta t'); \quad (1)$$

$$\Delta x' = \gamma (\Delta x - v \Delta t) \quad (2)$$

$$\Delta t = \gamma \left(\Delta t' + \frac{v}{c^2} \Delta x' \right) \quad (3)$$

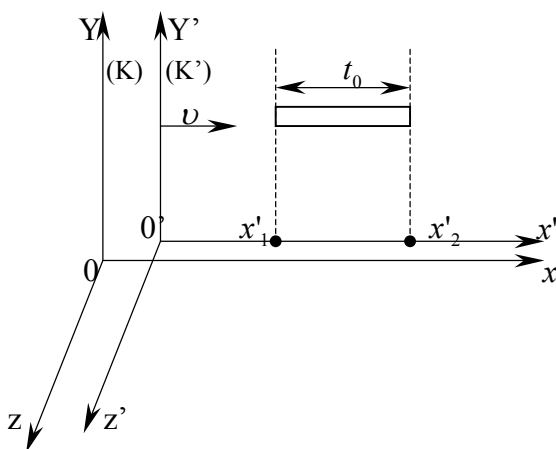
$$\Delta t' = \gamma \left(\Delta t + \frac{v}{c^2} \Delta x \right) \quad (4)$$

тарзда ёзиш мумкин: бу ерда $\Delta t'$ -ҳаракатланаётган К' санок тизимидаги кузатувчи нуқтаи назарига икки воқеанинг содир бўлиш пайтлари оралиғи. Мазкур $\Delta t'$ нимага тенг эканлигини аниқлайлик. Тинч турган К санок тизимида икки воқеа бир вақтда амалга ошаётганлигини (яъни $\Delta t = t_2 - t_1 = 0$ эканлигини) эътиборга олсак, охирги (4) тенгликдан

$$\Delta t' = -\gamma \frac{v}{c^2} \Delta x \quad (5)$$

бўлади. Бу тенгликдан кўриниб турибдики, бир инерциал саноқ тизимининг ҳар хил нуқталарида бир вақтда ($t_1=t_2, \Delta t=0$) содир бўлган икки воқеа бошқа, инерциал саноқ тизимида вақтнинг ҳар хил ($t'_1 \neq t'_2, \Delta t' \neq 0$) пайтларида содир бўлар экан.

2) Ҳаракатдаги жисмнинг узунлиги. Лоренц алмаштиришларидан келиб чиқадиган натижадаридан яна бири шундан иборатки, бир-бирига нисбатан ҳаракатда бўлган турли инерциал саноқ тизимларида жисмнинг узунлиги турлича бўлади. Бунга ишонч ҳосил қилиш учун, юқорида кўриб ўтилганидек иккита K ва K' саноқ тизимларини олайлик. K' саноқ тизимида $O'X'$ ўқиға параллел қилиб бирор стерженни жойлаштирайлик ва K' тизими стержень билан бирга K тизимга нисбатан расмда кўрсатилган йўналишида $\vec{v}$ тезлик



билан ҳаракатланаётган бўлсин.

Равшанки, стержень K' тизимга нисбатан тинч ҳолатда бўлади ва бу тизимда стержень учлари координаталари x'_1 ва x'_2 бўлгани учун унинг K'

тизимдаги узунлиги $l_0 = x'_2 - x'_1$ булади.

Энди стерженнинг K тизимдаги узунлиги нимага тенг эканлигини аниқлайлик. Стержень бу тизимга нисбатан ҳаракатланаётганлиги туфайли унинг учларининг координаталарини айнан бир $t=t_1=t_2$ вақтда ўлчаш лозим. K тизимда стержень учларининг координаталари x_1 ва x_2 бўлгани учун унинг бу тизимдаги узунлиги $l = x_2 - x_1$ бўлади l_0 ва l узунликлар орасидаги боғланишни топиш мақсадида x'_1

ва x'_2 лар учун Лоренц алмаштиришларини қуйидагича ёзамиз:

$$x'_1 = \frac{x_1 - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}, x'_2 = \frac{x_2 - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

бу икки тенгликдан:

$$l_0 = x'_2 - x'_1 = \frac{x_2 - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}} - \frac{x_1 - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{l}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

эканлиги келиб чиқади, яъни стерженнинг К тизимга нисбатан $\vec{v}$ тезлик билан ҳаракатланаётган вақтдаги узунлиги билан тинч турган тизимдаги узунлиги орасидаги боғлиқлик

$$l = l_0 \sqrt{1 - v^2 / c^2}$$

муносабат билан ифодаланди. Стерженнинг у тинч турган тизимдаги узунлиги (l_0) унинг **хусусий узунлиги** дейилади. Охирги формуладан кўриниб турибдики, стерженнинг К тизимдаги узунлиги К' тизимдагига нисбатан қисқа бўлар экан ва жисмнинг тезлиги (v) қанчалик катта бўлса, унинг узунлиги юқоридаги ифодага кўра шунчалик қисқариб борар экан. Бу қисқариш Лоренц қисқариш деб юритилади.

3) Вақт оралиғининг нисбийлиги, Ньютон механикасининг тасаввурларига кўра вақтнинг ўтиши барча инерциал санок тизимларида айнан бир хилдир. Нисбийлик назариясига кўра эса айнан бир воқеанинг ёки жараённинг давом этиш вақти турли инерциал санок тизимларида турлича бўлади. Фараз қилайлик ҳаракатланаётган К' тизим Х' координатаси билан аниқланаётган нуқтасида жойлашган бирор жисм билан боғлиқ жараён t'_1 , пайтда бошланиб t'_2 пайтда тугаллансин. Равшанки, жараён $\Delta\tau = t'_2 - t'_1$ вақт давом этган бўлади ва мазкур $\Delta\tau$ вақт оралиғи К' санок тизимида ўрнатилган соат воситасида ўлчанган, яъни вақтни ўлчайдиган асбоб ҳам К' тизимнинг Х' нуқтасида жойлашган жисм билан

бирга $\bar{U}$ тезлик билан ҳаракатланаяпти. Шунинг учун τ вақт жисмнинг **хусусий вақти** дейилади.

Энди мазкур жараён содир бўлишига кетган вақт оралиғини қўзғалмас деб ҳисобланган К санок тизимида олайлик. Бу санок тизимидаги кузатувчи шу тизимдаги соатнинг кўрсатишига кўра жараённинг бошланиши t_1 пайтда, тугалланиши t_2 пайтда бўлганини қайд этади. Жараён К' тизимнинг x' координатаси билан аниқланадиган нуқтасида содир бўлаётганлиги сабабли t_1, t'_1, t_2 ва t'_2 катталиклар орасидаги боғланишни ифодаловчи Лоренц алмаштиришларини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$t_1 = \frac{t'_1 + v/c^2 x'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad t_2 = \frac{t'_2 + v/c^2 x'}{\sqrt{1 - \beta^2}};$$

бу тенгликдан

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{t'_2 - t'_1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{\Delta \tau}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

келиб чиқади. Охириги формуладан

$$\Delta \tau = \Delta t \cdot \sqrt{1 - \beta^2}$$

Бу формуладан кўриниб турибдики, ҳаракатдаги тизимда жараённинг давом этиш вақти тинч турган тизимдагига нисбатан $\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ марта кам экан (чунки $\sqrt{1 - \beta^2} < 1$);

бошқача айтганда, тинч турган санок тизимига нисбатан ҳаракатдаги тизимда вақт секин ўтади. Бу ҳодисани *ҳаракатдаги санок тизимларида вақт ўтишининг секинлашуви* дейилади. Демак, вақт оралиғи ҳам нисбийдир.

Релятивистик механикада тезликларни қўшиш.

Галилей алмаштиришларидан келиб чиқадиган натижалардан бири шундан иборатки, К инерциал саноқ тизимига нисбатан ОХ йўналишида v тезлик билан текис ҳаракат қилаётган К' инерциал саноқ тизимидаги жисм (моддий нукта) шу тизимга нисбатан $\vec{v}$ тезлик билан ҳаракатда бўлса, мазкур жисмнинг К тизимда тезлиги

$$\vec{u} = \vec{v} + \vec{v}'$$

муносабат орқали ифодаланади Лоренц алмаштиришларига асосланган релятивистик механикада юқорида зикр этилган тезликлар орасидаги боғланиш бошқачадир. Бу боғланишни аниқланиш учун моддий нуктанинг К саноқ тизимидаги тезлигининг Х ўқи йўналишидаги ташкил этувчиси

$$u_x = \frac{dx}{dt}$$

(1)

кўринишида ёзамиз. Мазкур тезликнинг Х' ўқ йўналиши бўйича олинган ташкил этувчиси

$$u'_x = \frac{dx'}{dt'}$$

(2)

тарзда ёзилади. Лоренц алмаштиришларига асосан dx ва dt катталикларни dx' ва dt' лар орқали ёзсак, улар

$$dx = \frac{dx' + v dt'}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}};$$

(3)

$$dt = \frac{dt' + (v / c^2) dx_2}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}$$

(4)

кўринишини олади. Энди (3) нинг (4) га нисбатан олсак у ҳолда (1) га асосан

$$u_x = \frac{dx}{dt} = \frac{dx' + v dt'}{dt' + (v/c^2) dx'} \quad (5)$$

га эга бўламиз. Бу ифоданинг ўнг томонининг сурат ва махражини dt' га бўлсак ҳамда $dx'/dt' = u'_x$ эканлигини назарда тutsак (5) тенглик қуйидагича ёзилади:

$$u_x = \frac{u'_x + v}{1 + u'_x \cdot v / c^2} \quad (6)$$

Агар моддий нуқта X ва X' ўқларига параллел равишда $\vec{v}$ тезлик билан ҳаракатланаётган бўлса, унинг K тизимдаги тезлиги (u) нинг қиймати u_x га (u'_x) эса моддий нуқтанинг K' тизимдаги тезлиги v' га тенг бўлади. У ҳолда (6) қуйидаги кўриниши олади

$$u = \frac{v' + v}{1 + v' v / c^2}$$

(7)

(6) ва (7) формулалар K' санок тизимидан K тизимга ўтишда u_x ёки v тезликни топишга имкон беради. Худди шунингдек, K санок тизимидан K' тизимга ўтишда u'_x тезликни топиш.

$$u'_x = \frac{v_x - v}{1 - v_x \cdot v / c^2}$$

(8)

ифода воситасида амалга оширилади. Юқорида келтирилган (6)-(8) формулалар тезликларни қўшишнинг релятивистик қоидасини ифодалайди.

Синов саволлари.

1. Классик механикада нисбийлик принципининг моҳияти нимадан иборат?

2. Классик механикада координаталар алмаштириши ва тезликларни қўшиш қонидасини айтиб беринг

3. Махсус нисбийлик принципнинг постулатларини таърифланг

4. Релятивистик механикада координаталар учун Лоренц алмаштиришлари ифодаларини ёзинг

5. Махсус нисбийлик принциpidан жисм ўлчови ва ҳодисалар давомийлиги учун келиб чиқадиған натижаларни айтиб беринг

6. Тезликларни релятивистик қўшиш қонуни нимадан иборат?

7. Қандай шарт бажарилганда релятивистик тезликларни қўшиш ифодаси классик тезликларни қўшиш ифодасига айланади?

Адабиётлар.

35. Т.И. Трофимова. Курс физики. Москва. «Высшая школа», 1998 г. стр. 54-60.
36. А. Қосимов, Х. Жўрақулов, А. Сафаров. Физика курси. Тошкент. «Ўзбекистон», 1994 й. I том. Механика. 53-55; 117-129 бетлар.
37. И.В. Савельев. Курс физики. Том I. Механика. Молекулярная физика. Москва. «Наука», 1989 г. стр. 153-171.
38. А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. Курс физики. Москва, «Высшая школа», 1989 г. стр. 69-80.
39. О. Ахмаджонов. Физика курси. Тошкент. «Ўқитувчи». I том. Механика ва молекуляр физика. 1987 й. 117-129 бетлар.
40. Р.Ф. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Москва. «Мир». 1977 й. Том I-II. стр. 264-276.
41. Ч. Киттель, У. Найт, М. Рузерман. Берклевский курс физики. Том I. Механика. Москва. «Наука», 1983 г. стр. 71-88.

8-мәъруза.

Режа

Релятивистик импульс. Релятивистик зарранинг ҳаракат тенгламаси. Релятивистик механикада иш ва энергия. Тинчликдаги энергия. Тўлиқ энергия ва импульс орасидаги боғланиш. Лоренц алмаштиришларига нисбатан инвариант катталиклар. Энергия ва импульс учун Лоренц алмаштиришлари. Масса билан энергия орасидаги боғланиш.

Релятивистик импульс

Ньютон механикасида $\vec{v}$ тезлик билан ҳаракатланаётган ва массаси m бўлган жисм (зарра) ларнинг импульси $\vec{p} = m\vec{v}$ формула билан ифодаланади ҳамда жисмлар тўпламидан иборат бўлган берк тизимнинг импульси ҳар бир алоҳида олинган инерциал саноқ тизимида вақт ўтиши билан ўзгармайди. Бу натижа кичик тезликлар ($v \ll c$) учун ўринли бўлиб, ғоят катта тезликлар учун, айниқса ёруғлик тезлигига яқин тезликлар соҳасига хос бўлган релятивистик механикада зарра импульсининг ифодаси фазо ва вақтнинг узвий боғлиқлик хусусиятларини акс эттириши лозим, яъни бу ифода нисбийлик назариясидан келиб чиқадиган ҳулосаларга асосланиши керак. Шу мақсадда классик механикадаги импульс ифодасини қуйидагича ёзамиз:

$$\vec{p} = m \vec{v} = m \frac{d\vec{r}}{dt}$$

(1)

бу ерда, $\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}$ массаси m бўлган зарранинг қаралаётган

санок тизимидаги тезлиги, $d\vec{r}$ -шу тизимда зарранинг кўчиши. (1) формула орқали ифодаланган зарра импульсининг сақланиш қонуни Лоренц алмаштиришларига нисбатан инвариант бўлиши учун ундаги вақт оралиғи dt ўрнида зарранинг $d\vec{r}$ масофани босиб ўтиши учун кетган хусусий вақт оралиғи $d\tau$ олиниши керак, яъни (1) ифодани

$$\vec{p} = m \frac{d\vec{r}}{d\tau}$$

тарзда, вақт оралиғини эса:

$$d\tau = dt \sqrt{1 - v^2/c^2}$$

(2)

тарзда ёзамиз.

Бу ифодани (1) га қўйсак:

$$\vec{p} = m \frac{d\vec{r}}{dt} \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad \text{га эга}$$

бўламиз.

Бу формулада $d\vec{r}/dt = \vec{v}$ шартли равишда қўзғалмас деб ҳисобланган санок тизими (К тизим)га нисбатан зарранинг тезлигини ифодаланганлиги туфайли бу тенглик

$$\vec{p} = \frac{m \vec{v}}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}} \quad (3)$$

кўринишини олади. Юқорида айтилганидек, бу ерда m -зарранинг массаси бўлиб, у инвариант катталиқдир. (3) муносабат зарранинг релятивистик импульсини ифодалайди ва тажрибаларнинг кўрсатишича, шу тарзда аниқланган зарранинг импульси ҳақиқатдан ҳам барча инерциал санок тизимида импульсининг сақланиш қонуни қаноатлантиради.

Релятивистик зарранинг ҳаракат тенгламаси

Маълумки, Ньютон механикасида жисмларнинг ҳаракат тенгламаси:

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (1)$$

ёки

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} \quad (2)$$

тенглик билан ифодаланади; бу ерда $\vec{F}$ -таъсир этувчи куч, m ва $\vec{v}$ -унинг массаси ҳамда тезлиги. Галилей алмаштиришларидан келиб чиқадиган хулоса шундан иборатки,

(1) тенгламадаги $\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{a}$ тезланиш инвариант катталиқдир, бинобарин, заррачага таъсир этувчи куч ҳам инвариант катталиқдир.

Нисбийлик назариясининг биринчи постулатига кўра табиатнинг барча қонунлари турли инерциал санок тизимларига нисбатан инвариант бўлиши керак. Бошқача

айтганда, физик қонунларнинг математик ифодаси барча инерциал санок тизимларида бир хил кўринишга эга бўлиши лозим. Энди юқорида келтирилган (1) ва (2) ҳаракат тенгламаларини олиб қарайлик. Кичик тезлик ($v \ll c$) ларда бу икки тенглама орасида моҳиятан фарқ йўқ, чунки иккала тенглама ҳам фақат тезлик ёки тезланишни ўлчашга келтирилади. Лекин ғоят катта тезликларда зарранинг тезлигини деярли ўзгармас ва қиймати жиҳатидан тахминан ёруғлик тезлигига тенг деб қараш мумкин; унинг импульси эса тезликка боғлиқ бўлган ва тажрибада ўлчанадиган катталик ҳисобланади. Шу мулоҳазаларга кўра релятивистик механикада зарранинг ҳаракат тенгламасини келтириб чиқариш учун асос қилиб (1) тенглик эмас, балки (2) тенглик олиниши керак, бундан ташқари (2) тенгликдаги зарранинг импульси ($\vec{p}$) сифатида нисбийлик назариясидан келиб чиқадиган ҳулосаларга асосланган ифода орқали аниқланадиган релятивистик импульс олиниши лозим. Шундай қилиб, заррага таъсир этаётган куч учун қуйидагига эга бўламиз:

$$\vec{F} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m \vec{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right)$$

(3)

бу формула релятивистик динамиканинг асосий тенгламаси бўлиб, *релятивистик зарранинг ҳаракат тенгламасини* ифодалайди. Бу тенглама Лоренц алмаштиришларига нисбатан инвариант тенгламадир.

Агар вақт ўтиши билан зарра импульсининг ўзгариш қонуни маълум бўлса, заррага таъсир этувчи кучнинг ўзгариш қонунини релятивистик динамиканинг асосий тенгламаси (3) дан аниқлаш мумкин. Иккинчи томондан, бошланғич шартлар (зарранинг бошланғич тезлиги $\vec{v}_0$ ва вазияти $\vec{r}_0$) берилган бўлса ва заррага таъсир этувчи куч маълум бўлса, унинг ҳаракат тенгламасини топиш мумкин.

Кўриниб турибдики, кичик тезликларда ($v \ll c$ ва $v^2/c^2 = 0$) релятивистик зарранинг ҳаракат тенгламаси Ньютон

механикасидаги жисмнинг ҳаракат тенгламаси кўринишини олади.

Маълумки, Ньютон механикасида заррага (жисмга) таъсир этувчи куч инвариант катталиқдир. Релятивистик механикада эса бир инерциал санок тизимидан иккинчисига ўтганда кучнинг қиймати ва йўналиши ўзгаради; бундан ташқари куч йўналиши билан тезланиш векторининг йўналишлари бир тўғри чизикда ётмайди. Бу натижалар релятивистик механикада куч инвариант катталиқ эмаслигини кўрсатади. Лекин бир инерциал санок тизимидан иккинчисига ўтилганда алмаштириш қоидалари куч учун ўзига хос қонуниятлар воситасида амалга оширилади.

Иш ва кинетик энергия

Ньютон механикасида куч $\vec{F}$ нинг заррани $d\vec{r}$ га кўчиришда бажарган элементар иши:

$$dA = \vec{F} d\vec{r}$$

Зарранинг кўчиши $d\vec{r} = \vec{v} dt$ эканлигини ҳисобга олсак бу иш

$$dA = \vec{F} \vec{v} dt$$

(1)

бўлади. Зарра кинетик энергиясининг релятивистик механикадаги ифодасини топиш учун релятивистик зарранинг ҳаракат тенгламасидан фойдаланамиз.

$$dA = \vec{F} \vec{v} dt = \vec{v} \frac{d}{dt} \left(\frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right) dt.$$

F куч dt вақт давомида зарра устида dA иш бажарса, зарранинг кинетик энергияси dE_k га ўзгаради, яъни $\vec{F}$ кучнинг бажарган иши зарранинг кинетик энергиясининг ўзгаришига тенг бўлади:

$$dA = dE_k .$$

Бинобарин:

$$dE_k = \vec{v} \frac{d}{dt} \left(\frac{m\vec{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right) dt = \vec{v} d \left(\frac{m\vec{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right).$$

Охирги тенгликнинг ўнг томонидаги дифференциал ишораси остидаги нисбат икки функциянинг (яъни $m\vec{v}$ ва $1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ нинг) кўпайтмаси эканлигини назарда тутган ҳолда уни дифференциаллаймиз. Дифференциаллашни амалга ошириб,

$$\frac{mc^2}{2(1-v^2/c^2)^{3/2}} d\left(\frac{v^2}{c^2}\right) = d\left(\frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\right)$$

эканлигига ишонч ҳосил қиламиз. Демак,

$$dE_k = d\left(\frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\right).$$

(2)

Бу формула (зарра кинетик энергиясининг дифференциали) $\vec{F}$ куч таъсирида зарранинг $d\vec{r}$ га кўчишида унинг кинетик энергиясининг ўзгаришини ифодалайди. Бинобарин, зарранинг тўлиқ кинетик энергияси (2) ни интеграллаш билан аниқланади ва бу тенгликни интеграллаш натижасида

$$E_k = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} + const$$

ифодага эга бўламиз. Интеграллаш доимийси нимага тенг эканлигини топайлик. Кинетик энергия-ҳаракат энергияси бўлганлиги туфайли зарранинг тезлиги $v=0$ бўлганда, равшанки, $E_k=0$ бўлиши керак. Бу мулоҳазалардан интеграллаш

доимийси $\text{const} = -mc^2$ эканлиги келиб чиқади ва интеграллаш доимийсининг бу қийматини юқоридаги формулага қўйсак, *релятивистик зарранинг кинетик энергияси* куйидагича ифодаланади:

$$E_k = mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}} - 1 \right).$$

(3)

Зарранинг (жисмнинг) кинетик энергиясини ифодаловчи (3) муносабат кенг қамровли маънога эга бўлиб, кичик тезликларда у кинетик энергиянинг Ньютон механикасидаги шаклини олади. Бунга ишонч ҳосил қилиш учун (3) формуладаги $1 / \sqrt{1 - v^2 / c^2}$ нисбатни Тейлор қаторига ёямиз:

$$\frac{1}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}} = \left[1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} = 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{v}{c} \right)^2 + \frac{3}{8} \left(\frac{v}{c} \right)^4 + \dots$$

Кичик ($v \ll c$) тезликларда v/c нисбатининг тўртинчи, олтинчи ва ҳоказо даражалари 1 га нисбатан жуда кичик сонни ташкил этганликлари туфайли, уларни ҳисобга олмасдан, мазкур қаторнинг дастлабки икки ҳади билан чегараланамиз. У ҳолда (3) формула Ньютон механикасидаги $E_k = mv^2/2$ шакли олади. Жуда катта тезликларда эса зарранинг (жисмнинг) кинетик энергияси (3) формула билан ифодаланади.

Тўлиқ энергия. Энергия билан импульс орасидаги боғланиш

Юқорида биз релятивистик зарранинг кинетик энергиясини:

$$E_k = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}} - mc^2$$

(1)

тарзда ифодалаган эдик; бу ерда m -зарранинг массаси, v -унинг K санок тизимига нисбатан тезлиги. Кўриниб турибдики, зарранинг кинетик энергияси иккита катталикининг айирмаси шаклида ифода қилинапти, яъни бу тенгликни:

$$E_k = E - E_0 \quad \text{ёки} \quad E = E_k + E_0$$

(2)

кўринишида ёзиш мумкин. Охирги тенгликда E_k -зарранинг кинетик энергияси бўлганлиги учун E_0 -катталик ҳам энергия маъносига эга. Бу формулада E иккита энергиянинг йиғиндисидан иборат бўлиб, у зарранинг тўлиқ энергиясини ифодалайди. (2) даги белгилашларга кўра зарранинг тўлиқ энергияси қуйидагига тенг:

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}$$

(3)

(1) ва (2) тенгликлардан

$$E_0 = mc^2$$

(4)

эканлиги кўриниб турибди. Бу катталикининг физик маъносини аниқлайлик: зарранинг тўлиқ энергиясини ифодаловчи (3) тенгликдан шу хулоса келиб чиқадики, агар зарра тинч ҳолатда бўлса, (унинг тезлиги $v=0$ бўлса) $E=E_0=mc^2$ бўлади. Шунинг учун ҳам (4) формула билан ифодаланган энергия тинч ҳолатда жисмнинг (зарранинг) энергияси дейилади. Тинч ҳолатдаги жисмнинг энергияси унинг ички энергиясини ифодалайди. Баъзан бу жисмнинг хусусий энергияси деб ҳам юритилади.

Тўлиқ энергия E ва импульс p зарранинг тезлигига боғлиқ катталиклар бўлганлиги учун бир инерциал санок тизимидан иккинчисига ўтганда уларнинг қийматлари ўзгаради, яъни мазкур катталиклар алоҳида-алоҳида олинганда улар Лоренц алмаштиришларига нисбатан инвариант эмас. Лекин E ва p ларнинг ўзаро боғланишини ифодаловчи катталик инвариант катталик эканлигига қуйидаги мулоҳазаларга кўра ишонч ҳосил қилиш мумкин. Зарранинг мос равишда тўлиқ энергияси ва импульсини ифодаловчи:

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

(a)

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

(б)

тенгликлардан

$$v = \frac{c^2}{E} p$$

(5)

эканлиги келиб чиқади. Энди (a) тенгликни квадратга кўтариб, тезлик (v) ўрнига унинг (5) даги қийматини қўйсак, қуйидагига эга бўламиз:

$$E^2 - p^2 c^2 = m^2 c^4 = \text{inv}$$

(6)

Бу тенгликнинг ўнг томонидаги зарранинг массаси (m) ва ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги (c) инвариант катталиклардир. Бундан зарранинг тўлиқ энергияси (E) ва импульси (p) ни боғловчи (6) муносабат Лоренц алмаштиришларига нисбатан инвариант катталик эканлиги келиб чиқади. Кўпинча мазкур инвариант катталик қуйидагича ифодаланади:

$$\frac{E^2}{c^2} - p^2 = m^2 c^2 = \text{inv}$$

(7)

Юқоридаги тенгликнинг Лоренц алмаштиришларига нисбатан инвариант эканлиги яна шундан ҳам маълум бўладики, бу тенглик зарранинг тезлигига боғлиқ эмас. Демак,

$$\frac{E^2}{c^2} - p^2$$

катталик бир инерциал санок тизимидан иккинчисига ўтилганда бир хил (яъни $m^2 c^2$) қийматга эга.

Лоренц алмаштиришларига нисбатан инвариант катталиклар

Бир инерциал саноқ тизимидан иккинчисига ўтилганда физик катталикларнинг қийматлари ўзгаради-жисмнинг координаталари, тезлиги ва вақт оралиғи шулар жумласидандир. Шу билан бирга шундай катталиклар ҳам борки, уларнинг қийматлари бир инерциал саноқ тизимидан иккинчисига ўтилганда ўзгармайди. Маълумки, бундай катталиклар Лоренц алмаштиришларига нисбатан инвариант (ўзгармайдиган) катталиклар дейилади. Улар қуйидагилардир:

1. Ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги (c) барча инерциал саноқ тизимларида бир хил қийматга эга.

2. Жисмнинг (зарранинг) массаси бир инерциал саноқ тизимидан иккинчига ўтилганда ўзгармайди.

3. Жисм қайси саноқ тизимида тинч турган бўлса, унинг хусусий вақти τ билан бирга ҳаракатланаётган (бошқа инерциал саноқ тизимига нисбатан) соат воситасида ўлчанади. Шу боисдан, жисм ҳаракатининг жадаллигини ифодаловчи вақт оралиғи

$$\Delta \tau = \Delta t \sqrt{1 - v^2 / c^2}$$

Лоренц алмаштиришларига нисбатан инвариант катталиқдир; бу формулада Δt -ҳаракатдаги жисмга нисбатан шартли равишда тинч ҳолатда бўлган саноқ тизимида (K саноқ тизимида) ўлчанган вақт оралиғи.

4. Воқеалар оралиғи (интервал)-релятивистик механикадаги асосий инвариантлардан ҳисобланади. Воқеалар оралиғи (s) нинг кавдрати K ва K' саноқ тизимларида қуйидагича ифодаланади:

$$s^2 = c^2 \Delta t^2 - \Delta x^2 - \Delta y^2 - \Delta z^2 = c^2 t'^2 - \Delta x'^2 - \Delta y'^2 - \Delta z'^2 = s'^2;$$

бу ерда:

$$\Delta t = t_2 - t_1, \quad \Delta x = x_2 - x_1, \quad \Delta y = y_2 - y_1,$$

$$\Delta z = z_2 - z_1,$$

$$\Delta t' = t'_2 - t'_1, \quad \Delta x' = x'_2 - x'_1, \quad \Delta y' = y'_2 - y'_1,$$

$$\Delta z' = z'_2 - z'_1;$$

яъни

$$s^2 = s'^2 = inv.$$

Бинобарин, воқеалар оралиғи ва унинг квадрати бир инерциал санок тизимидан иккинчисига ўтилганда ўзгармайди.

5. Тўрт ўлчовли фазода аниқланган зарранинг ҳаракат тенгламаси

$$\vec{f} = \frac{d}{dx}(m\vec{u})$$

инвариант катталиқ ҳисобланади. Бу ерда $\vec{f}$ ва $\vec{u}$ мос равишда тўрт ўлчовли фазода заррага таъсир этувчи куч ҳамда зарранинг дунёвий тезлиги, dx -зарранинг хусусий вақт оралиғи.

6. Бир инерциал санок тизимидан иккинчисига ўтилганда зарранинг тўлиқ энергияси (E) ва импульси (p) ўзгаради, лекин E ва p ни ўз ичига олган:

$$E^2 - p^2 c^2$$

муносабат Лоренц алмаштиришларига нисбатан инвариант бўлиб, барча инерциал санок тизимларида бир хил қийматга эга, чунки бу муносабатнинг қиймати зарра тезлиги (v) га боғлиқ эмас:

$$E^2 - p^2 c^2 = m^2 c^4 = inv$$

ёки

$$\frac{E^2}{c^2} - p^2 = m^2 c^2 = inv.$$

7. Жисмнинг тинч ҳолатдаги энергияси (ички энергияси)

$$E_0 = mc^2$$

барча инерциал санок тизимларида бир хил қийматга эга, чунки бу ерда m ва c катталикларнинг ҳар бири алоҳида инвариант катталиқдир.

Энергия ва импульс учун Лоренц алмаштиришлари

Бир инерциал санок тизимидан иккинчисига ўтилганда, юқорида кўрдикки, зарра тўлиқ энергияси ва унинг импульси ўзгаради, яъни бу катталикларни бир-биридан айрим ҳолда олиб қаралганда улар Лоренц алмаштиришларига нисбатан инвариант эмас. Шу боисдан бир инерциал санок тизимидан иккинчисига ўтилганда зарранинг импульси ва энергияси учун Лоренц алмаштиришлари қандай кўринишга эга бўлишини аниқлайлик. Импульс ва тўлиқ энергия учун мазкур алмаштиришлар қуйидагича ифодаланади:

$$p'_x = \frac{p_x - E v / c^2}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}; \quad p'_y = p_y, \quad p'_z = p_z,$$

$$E' = \frac{E - p_x v}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}; \quad (1)$$

бу ерда v -ҳаракатдаги K' санок тизимиининг K га нисбатан тезлиги, p'_x, p'_y, p'_z ва E' мос равишда импульс ва энергиянинг K' даги қийматлари. (1) формула K санок тизимидан K' га ўтишда зарра импульсининг проекциялари ва унинг энергияси учун Лоренц алмаштиришларини ифодалайди.

Шунингдек, K' санок тизимидан K га ўтилганда (1) алмаштиришлар қуйидаги кўринишни олади:

$$p_x = \frac{p'_x + E' v / c^2}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}; \quad p_y = p'_y, \quad p_z = p'_z,$$

$$E = \frac{E' + p'_x v}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}} \quad (2)$$

Ўзаро таъсирлашувчи зарралар берк тизимининг тўлиқ импульси ва тўлиқ энергиясининг сақланиш қонунлари бирор инерциал санок тизимида бажарилса, мазкур қонунлар бошқа инерциал санок тизимларида ҳам бажарилар экан.

Умуман олганда, импульс ва энергиянинг сақланиш қонунлари кенг қамровли моҳиятга эга бўлиб, бу қонунлар кичик ($v \ll c$) тезликлар учун ҳам, релятивистик тезликлар ($v \approx c$) учун ҳам ўринлидир.

Масса билан энергия орасидаги боғланиш.

Юқорида биз тинч ҳолатдаги жисмнинг (хусусий) энергиясини

$$E_0 = mc^2$$

тарзда ифодалаган эдик. Бунда ёруғлик тезлиги c нинг бўшлиқдаги сон қиймати жисм массасига нисбатан ғоят катта бўлганлиги туфайли энергия сон қийматининг ΔE_0 ўзгаришга массанинг озгина ўзгариши мос келади. Жисм тинч ҳолатдаги энергияси бошқа турдаги энергияларга айланиши мумкин.

Ньютон механикасида масса жисмнинг инерция ўлчови тарзида намоён бўлган бўлса, релятивистик механикада жисм массаси унда мавжуд бўлган энергия миқдорининг ўлчови сифатида намоён бўлади.

Агар бирор жараён туфайли жисм массаси Δm га камайса, бу жараён натижасида

$$\Delta E_0 = c^2 \Delta m$$

(3)

энергия ажралиб чиқади ва аксинча, жисм энергияси бу жараёнда ΔE_0 га ошса, унинг массаси Δm га ошади-*тинч ҳолатдаги жисм энергияси ва массаси бир-бирига мутаносиб тарзда ўзгаради.* (3) формула орқали ифодаланган муносабат **масса ва энергиянинг ўзаро боғланиш қонуни** дейилади.

Бу қонунга асосан бирор усул билан жисмнинг энергиясини ΔE_0 га ўзгартирсак (уни қиздириб ёки совутиб, ёхуд унинг тезлигини ўзгартириб) шу ўзгарган энергияга мос равишда унинг массаси ҳам Δm га ўзгаради. Масалан, қиздириб унга ΔE_0 га тенг энергия берилса, унинг массаси $\Delta m = \Delta E / c^2$ қадар ошади; агар ёруғлик чиқариш натижасида

жисмнинг энергияси ΔE_0 қадар камайса, унинг массаси $\Delta m = \Delta E_0 / c^2$ қадар камаяди.

Синов саволлари.

1. Моддий нукта релятивистик динамикасининг асосий қонуни тенгламаси қандай кўринишга эга?

2. Релятивистик механикада кинетик энергия ифодаси қандай кўринишга эга?

3. Қандай шарт бажарилганда кинетик энергиянинг релятивистик ифодаси классик ифодага ўтади?

4. Релятивистик массанинг тезликка боғлиқлигини қандай мисоллар билан тушунтириш мумкин?

5. Масса ва энергия орасидаги муносабатни ифодаланг ва тушунтириб беринг

6. Релятивистик механикада энергия ва импульснинг сақланиш қонуни қандай кўринишга эга?

Адабиётлар.

42. Т.И. Трофимова. Курс физики. Москва. «Высшая школа», 1998 г. стр. 61-65.

43. А. Қосимов, Х. Жўракулов, А. Сафаров. Физика курси. Тошкент. «Ўзбекистон», 1994 й. I том. Механика. 130-147 бетлар.

44. И.В. Савельев. Курс физики. Том I. Механика. Молекулярная физика. Москва. «Наука», 1989 г. стр. 173-185

45. А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. Курс физики. Москва, «Высшая школа», 1989 г. стр. 81-87.

46. О. Ахмаджонов. Физика курси. Тошкент. «Ўқитувчи». I том. Механика ва молекуляр физика. 1987 й. 131-136 бетлар.

47. Р.Ф. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Москва. «Мир». 1977 й. Том I-II. стр. 278-295.

48. Ч. Киттель, У. Найт, М. Рузерман. Берклевский курс физики. Том I. Механика. Москва. «Наука», 1983 г. стр. 376-395.

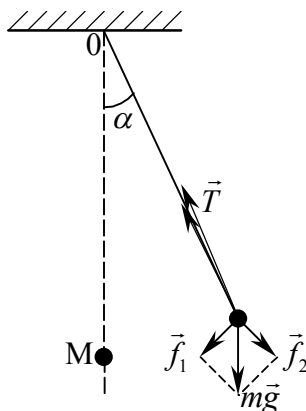
9-мартуза.

Режа

Тебранма ҳаракат. Гармоник тебранишлар. Тебраниш даври, частотаси ва фазаси. Гармоник тебранма ҳаракат қилувчи жисмнинг тезлиги ва тезланиши. Гармоник тебранма ҳаракат дифференциал тенгламаси. Математик ва физик маятниклар. Тебраниш даври. Гармоник тебранма ҳаракат энергияси.

Тебранма ҳаракат ҳақида тушунча

Вақт ўтиши билан такрорланиб турадиган ҳаракатларга тебранма ҳаракат дейилади.



Тизимга таъсир этувчи кучларнинг табиатига кўра тебранма ҳаракатлар эркин тебранишларга, мажбурий тебранишларга ва автотебранишларга бўлинади.

Мувозанат вазиятидан чиқарилган тизимда ташқи кучлар таъсирисиз вужудга келадиган тебранишлар эркин тебранишлар дейилади. Даврий равишда ўзгарадиган кучлар таъсирида вужудга келадиган тебранишлар мажбурий тебранишлар дейилади.

Табиатда кўп учрайдиган тебранма ҳаракатлар ичида гармоник тебранишлар деб аталувчи тебранишлар муҳим ўринни эгаллайди. Гармоник тебранишлар тебранма ҳаракатлар ичида энг муҳим бўлиши билан бирга энг оддийси ҳамдир.

Гармоник тебранишлар.

Тебранувчи жисм силжишнинг ёки бирор физик катталиқнинг вақт бўйича ўзгариши синус ва косинус қонуни бўйича юз берадиган тебранишларга гармоник тебранишлар дейилади.

Гармоник тебранма ҳаракатининг таърифига кўра силжиш қонуни ёки тенгламаси қуйидагича ифодаланади:

$$x = A \sin (\omega_0 t + \alpha),$$

(1)

бунда x -шарчанинг мувозанат вазиятидан силжиши, А-шарчанинг мувозанат вазиятидан энг катта силжиш бўлиб, бу катталиқ тебраниш амплитудаси номи билан юритилади. ω_0 -доиравий частота; $\omega_0 t + \alpha$ эса гармоник тебранишнинг фазаси дейилади ва у кузатилаётган онда тебранувчи жисм ёки катталиқ қандай вазиятда ва қайси йўналишда эканлигини аниқлайди; α -ўзгармас катталиқ бўлиб бошланғич фаза дейилади ва у кузатиш бошланиши олдидан мувозанат вазиятига нисбатан тебранишнинг йўналиши ва вазиятини аниқлайди.

Вақт бирлиги ичидаги тебранишлар сони тебраниш частотаси дейилади ва ν харфи билан белгиланади. Частота ва тўла тебраниш даври

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

муносабат билан боғланган; доиравий частота ω ва оддий частота ν эса

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

муносабат билан ўзаро боғланган. Охирги икки формуладан кўринадики, СИ тизимида доиравий частота ω_0 жисмнинг 2π секунд давомида неча марта тўла тебранишини ифодоловчи катталиқдир; частота ν эса жисмнинг 1 секунд давомида неча марта тўла тебранишини акс эттиради. Доиравий частота бурчак тезлик каби радиан тақсим секундларда ўлчанади. Частота ν нинг ўлчов бирлиги герц [Гц] деб юритилади.

(1) ифодани қуйидагича ҳам ёзиш мумкин:

$$x = A \cos (\omega_0 t + \alpha_1)$$

(2)

бунда $\alpha_1 = \alpha - \frac{\pi}{2}$. (2) формула ҳам гармоник тебранма ҳаракатининг силжиш қонунини ифодалайди.

Гармоник тебранма ҳаракат қилувчи жисмнинг тезлиги ва тезланиши.

Гармоник тебранма ҳаракат қилаётган жисмнинг силжиши синуслар қонуни бўйича содир бўлаётган бўлсин:

$$x = A \sin(\varpi_0 t + \alpha)$$

Гармоник тебранувчи моддий нуқтанинг исталган пайтдаги тезлиги силжишдан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосилага тенг.

$$v = \frac{dx}{dt} = \dot{x} = A \varpi_0 \cos(\varpi_0 t + \alpha) = v_m \cos(\varpi_0 t + \alpha). \quad (1)$$

бунда $A \varpi_0 = v_m$ -тезликнинг амплитуда қиймати. Охириги тенгликни қуйидагича ёзамиз:

$$v = v_m \sin\left(\omega_0 t + \alpha + \frac{\pi}{2}\right)$$

(2)

(2) формуладан кўринадики, *тебранувчи моддий нуқтанинг тезлиги ҳам гармоник қонун бўйича ўзгаради.*

Тебранувчи моддий нуқтанинг тезланиши тезликдан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосилага ёки силжишдан вақт бўйича олинган иккинчи тартибли ҳосилага тенг:

$$a = \frac{d^2 x}{dt^2} = \ddot{x} = -A \omega_0^2 \sin(\omega_0 t + \alpha)$$

(3)

бунда $A \omega_0^2$ -тезланишнинг амплитуда қиймати (a_m) бинобарин,

$$a = a_m \sin(\omega_0 t + \alpha + \pi)$$

(4)

кўринишда ёзиш мумкин. Бу тенгликдан кўринадики, тебранувчи моддий нукта тезланишнинг ўзгариши ҳам частотаси ω_0 бўлган гармоник тебранма ҳаракат қонуни бўйича содир бўлади. Гармоник тебранувчи моддий нуктанинг тезланиши силжишга нибатан фаза бўйича π қадар олдинда эканлиги келиб чиқади, яъни тезланиш ва силжиш қарама-қарши фаза бўйича ўзгаради. (3) формула

$$a = -\omega_0^2 x$$

(5)

кўринишига эга бўлади.

Гармоник тебранма ҳаракатининг дифференциал тенгламаси.

Тебранма ҳаракатнинг дифференциал тенгламаси дейилганда тебранаётган моддий нуктанинг ҳаракат тенгламаси тушунилади. Гармоник тебранма ҳаракат қилаётган моддий нуктанинг ҳаракат тенгламаси исталган пайтда унинг вазиятини ёки ҳолатини аниқлашга имкон беради. Пружинали маятник мисолида тебранаётган моддий нуктага тезланиш берувчи куч-пружинанинг қайшқоқлик кучидир:

$$F = -kx.$$

Бу куч таъсирида тебранувчи моддий нукта

$$a = \frac{dx}{dt} = -A \omega_0^2 \sin(\omega_0 t + \alpha)$$

тезланиш олади. У ҳолда Ньютоннинг иккинчи қонуни қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx \quad \text{ёки} \quad m \ddot{x} + kx = 0$$

Охириги тенгламани

$$\ddot{x} + \frac{k}{m}x = 0$$

тарзда ёзамиз ва ундаги $\frac{k}{m}$ нисбат мусбат сон бўлганлиги туфайли уни ω_0^2 орқали белгилаймиз:

$$\frac{k}{m} = \omega_0^2$$

(1)

Натижада гармоник тебранма ҳаракатининг қуйидаги дифференциал тенгламасига эга бўламиз:

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0$$

(2)

Демак, пружинали маятникнинг ҳаракат тенгламаси бир жинсли иккинчи тартибли дифференциал тенглама тарзида ифодаланди. (2) тенглама пружинали маятник мисолида келтириб чиқарилган бўлса ҳам, у барча гармоник тебранишлар учун ўринлидир ва унинг ечими гармоник тебранма ҳаракат қилаётган моддий нуқтанинг ҳаракат қонунини ифодалайди, (2) тенгламанинг ечими

$$x = A \sin(\omega_0 t + \alpha)$$

(3)

ёки

$$x = A \cos(\omega_0 t + \alpha)$$

(4)

эканлигига ишонч ҳосил қилиш мумкин.

Гармоник тебранма ҳаракатининг асосий хусусиятларидан бири унинг даврийлигидир. Юқоридаги тенгламалардан пружинали маятникнинг тебраниш даври учун

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} \quad (5)$$

ифодани оламиз.

Математик маятник

Чўзилмайдиган вазнсиз ипдан ва унга осилган массаси m бўлган моддий нуқтадан иборат тизимни математик маятник дейилади. Маятникни мувозанат вазиятидан чиқарсак, яъни уни мувозанат вазиятига нисбатан φ бурчакка оғдирсак, уни мувозанат вазиятига қайтарувчи куч пайдо бўлади. Бу куч сон жиҳатидан қуйидагига тенг:

$$f_1 = mg \sin \varphi.$$

(1)

Бу куч пуржинанинг қайишқоқлик кучига жуда ўхшаш. Чунки бу куч ҳам, пуржинанинг қайишқоқлик кучи ҳам тебранувчи тизимни мувозанат вазиятига қайтаришга интилади. Шу туфайли f_1 куч қайишқоқлик кучи бўлмаса ҳам уни *квазиқайишқоқ куч* деб юритилади.

Тизимни мувозанат вазиятига қайтарувчи f_1 куч таъсирида массаси m бўлган шарча a тезланиш олади. Бу хусусий ҳол учун Ньютоннинг иккинчи қонуни қуйидагича ёзилади:

$$m\vec{a} = -m\vec{g} \sin \varphi, \quad \text{бундан} \quad \vec{a} = -\vec{g} \sin \varphi$$

(2)

Манфий ишора $\vec{f}_1$ кучнинг йўналиш силжишга қарама-қарши эканлигини билдиради. Математик маятник φ бурчакка четланганда шарча босиб ўтган траекторияни радиуси l бўлган айлананинг ёйи бўйлаб ҳаракатидаги бурчак тезланиш чизиқли тезланиш билан қуйидагича боғланган:

$$a = \varepsilon l = \ddot{\varphi} l,$$

бунда $\varepsilon = \ddot{\varphi}$ эканлиги эътиборга олинди. Энди бу ифодани

(2) қўйсак, уни

$$\ddot{\varphi} l = -g \sin \varphi \quad \text{ёки} \quad \ddot{\varphi} l + g \sin \varphi = 0$$

(3)

тарзда ёзиш мумкин. Маятникнинг кичик тебранишлари билан чегараланамиз: у ҳолда $\sin \varphi \approx \varphi$ деб қабул қилиш мумкин. Шунга кўра (3) ифодани қуйидагича ёзамиз.

$$\ddot{\varphi}l + g\varphi = 0 \quad \text{ёки} \quad \ddot{\varphi} + \frac{g}{l}\varphi = 0.$$

Охирги тенгламада

$$\frac{g}{l} = \omega_0^2 \quad (4)$$

белгилашни киритиш муайян физик маънога эга. Натижада

$$\ddot{\varphi} + \omega_0^2\varphi = 0 \quad (5)$$

кўринишдаги дифференциал тенгламага эга бўламиз. (5) тенгламанинг ечими:

$$\varphi = A \sin(\omega_0 t + \alpha)$$

(6)

ёки

$$\varphi = A \cos(\omega_0 t + \alpha)$$

(7)

эканлиги табиий (бунда α – тебранишнинг бошланғич фазаси, A – четланиш бурчагининг амплитуда қиймати). (6) ва (7) тенгламалар гармоник ҳаракат тенгламаларидир. Демак, кичик тебранишларда математик маятник ўзининг мувозанат вазияти атрофида

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{g}{l}} \quad (8)$$

доиравий частота билан тебранма ҳаракат қилади. Бу частота математик маятникнинг хусусий тебраниш частотаси

дейилади. Иккинчи томондан $\omega_0 = \frac{2\pi}{T}$ эканлиги ва (8)

тенгликни назарда тутсак, математик маятникнинг тўла тебраниш даври

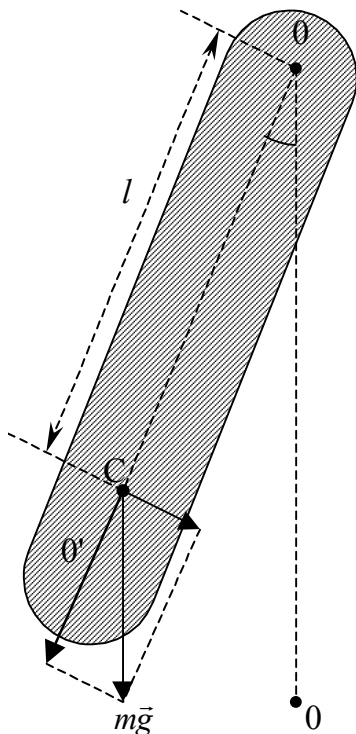
$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}$$

(9)

бўлади. Бундан кўринадики, математик маятникнинг тўла тебраниш даври фақат унинг узунлигига ҳамда оғирлик кучи таъсирида жисмнинг эркин тушиш тезланишига боғли= бўлиб, тебранувчи жисмнинг массасига ва тебраниш амплитудасига боғлиқ эмас.

Физик маятник. Изохронлик.

Физик маятник деб, оғирлик марказидан ўтмайдиган ўқ атрофида тебранма ҳаракат қила оладиган қатти= жисмга айтилади. Мазкур ўқ (О нуқтадан ўтган ўқ) *осилиш ўқи* дейилади. Бу ўқ оғирлик маркази (С) дан l масофада жойлашган. Маятникни мувозанат вазияти (ОО') дан бирор бурчакка, айтайлик чап томонга оғдирсак оғирлик кучининг ташкил этувчиси $\vec{P}_\tau$ уни мувозанат вазиятига қайтаришга интилади. Маятник оғирлик марказидан ўтаётганда ўз инерцияси таъсирида ҳаракатини давом эттириб ўнг томонга оғади ва бу жараён такрорланади, яъни у мувозанат вазияти атрофида тебранма ҳаракат қилади. Агар осилиш ўқидаги ишқаланиш кучини ҳисобга олмасак, тебраниш оғирлик кучининг $\vec{P}_\tau = -m\vec{g} \sin \varphi$ ташкил этувчиси туфайли содир бўлади. Манфий ишора кучининг четланиш ($\varphi \sim \sin \varphi$)га қарама-қарши эканлигини билдиради. $\vec{P}_\tau$ нинг таъсирида маятникни мувозанат вазиятига қайтарувчи



$$M = -mgl \sin \varphi$$

(1)

га тенг куч моменти вужудга келади; бунда l -осилиш ўқиға нисбатан $\vec{P}_\tau$ кучининг елкаси

Осилиш ўқиға нисбатан жисмнинг инерция моментини I билан белгиласак жисмға қуйилган куч моменти:

$$M = I\varepsilon = I\dot{\omega} = I\ddot{\varphi}$$

(2)

тарзда ифодаланади. (1) ва (2) тенгликлардан қуйидагига эға бўламиз:

$$I\ddot{\varphi} = -mgl \sin \varphi$$

(3)

кичик тебранишлар учун $\sin \varphi \approx \varphi$ деб қабул қилиб

(3)тенгликни

$$I\ddot{\varphi} + mgl\varphi = 0 \quad \text{ёки}$$

$$\ddot{\varphi} + \frac{mgl}{I}\varphi = 0 \quad (4)$$

кўринишда ёзамиз. Охирги ифодаға

$$\frac{mgl}{I} = \omega_0^2 \quad (5)$$

белгилаш киритамиз; бунда ω_0 -физик маятникнинг хусусий тебраниш частотаси дейилади. Шунда (4) тенгламани

$$\ddot{\varphi} + \omega_0^2\varphi = 0$$

(6)

кўринишда ёзамиз. Бу тенглама гармоник тебранма ҳаракатнинг дифференциал тенгласидир, чунки (6) да силжиш ўрнида оғиш бурчаги (φ) қатнашаяпти. Маълумки унинг ечими $\varphi = A \sin(\omega_0 t + \alpha)$ ёки $\varphi = A \cos(\omega_0 t + \alpha)$ кўринишға

эга.. (5), (6) ва охирги тенгликлардан шундай хулосага келамизки, кичик тебранишлардан физик маятник

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{mgl}{I}}$$

(7)

хусусий частота билан ўзининг мувозанат вазияти атрофида гармоник тебранма ҳаракат қилади. Унинг тўла тебраниш даври, равшанки

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mgl}}$$

(8)

формула билан аниқланади. Бу формулага кўра физик маятникнинг тебраниш даври учун массаси (m) га боғлиқ=дек кўринади; аслида эса у массага эмас, балки массанинг маятникга тақсимланишини ифодаловчи катталиқ I/m га боғлиқ.

(8) тенгликни худди математик маятникнинг тебраниш даврига ўхшатиб

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{L}{g}}$$

кўринишда ёзиш мумкин, бундаги $L = \frac{I}{ml}$ -физик

маятникнинг келтирилган узунлиги дейилади ва расмда кўрсатилган OO' нуқталар орасидаги узунликка тенг. O' нуқта шундай хусусиятга эгаки, агар физик маятник осилган O нуқтадаги ўқни OS чизикнинг давомидаги O' нуқтага кўчирсак, унинг тебраниш даври ўзгармайди.

(8) ифодадан кўринадики, кичик тебранишларда физик маятникнинг тебраниш даври унинг тебраниш амплитудасига боғлиқ эмас. Агар тебраниш даври амплитудага боғлиқ бўлмаса, бундай тебранишлар *изохрон тебранишлар* дейилади.

Гармоник тебранма ҳаракат энергияси

Гармоник тебранма ҳаракат қилаётган тизим ўзининг мувозанат вазиятидан четланганда потенциал энергия учун ноль сатҳ деб ҳисобланган сатҳга нисбатан вақт ўтиши билан ҳар хил баландликка кўтарилади, яъни тизимнинг потенциал энергияси вақт ўтиши билан ўзгаради. Бу билан бир қаторда унинг кинетик энергияси ҳам вақт ўтиши билан ўзгаради. Тизим ўзининг мувозанат вазиятидан ўтаётганда, унинг тезлиги энг катта қийматга эришади ва аксинча мувозанат вазиятидан энг четга оғганда унинг тезлиги нолга тенг бўлади.

Энергиянинг сақланиш қонунига кўра берк тизимнинг тўла энергияси вақт ўтиши билан ўзгармай қолади: тебраниш жараёнида тизимнинг потенциал энергияси кинетик энергиясига ва аксинча кинетик энергия потенциал энергияга айланиб туради-жисм ўзининг мувозанат вазиятидан энг катта четланганда унинг тўла энергияси фақат потенциал энергиядан, мувозанат вазиятдан ўтаётганда эса унинг тўла энергияси фақат кинетик энергиядан иборат бўлади.

Мувозанат вазиятидан x масофага силжитилган пружинали маятникнинг потенциал энергияси:

$$E_n = \frac{kx^2}{2}.$$

$k = \omega_0^2 m$ ва $x = A \sin(\omega_0 t + \alpha)$ эканлигини эътиборга олиб юқоридаги тенгликни қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$E_n = \frac{1}{2} m \omega_0^2 A^2 \sin^2(\omega_0 t + \alpha)$$

(1)

Мазкур тенглама тизим потенциал энергиясининг вақт ўтиши билан ўзгаришини ифодалайди.

Тезлиги нолдан фарқли бўлган барча вазиятларда массаси m бўлган моддий нуктанинг кинетик энергияси ҳам нолдан фарқли, яъни

$$E_k = \frac{1}{2} m v^2$$

Гармоник тебранма ҳаракат қилаётган моддий нуктанинг тезлиги ҳам гармоник тарзда ўзгаради. Шунинг учун (1) ифодани назарда тутсак, тебранаётган моддий нуктанинг кинетик энергияси

$$E_n = \frac{1}{2} m \omega_0^2 A^2 \cos^2(\omega_0 t + \alpha)$$

(2)

кўринишда ёзилади.

(1) ва (2) ифодалардан кўринадикки, моддий нуктанинг потенциал ва кинетик энергиялари вақт ўтиши билан 0 дан $\frac{1}{2} m \omega_0^2 A^2$ гача гармоник равишда ўзгаради.

Энергиянинг сақланиш қонунига мувофиқ гармоник тебранма ҳаракат қилаётган моддий нуктанинг тўла энергияси E унинг потенциал ва кинетик энергияларининг йиғиндисидан иборат:

$$E = E_n + E_k = \frac{1}{2} m \omega_0^2 A^2 [\sin^2(\omega_0 t + \alpha) + \cos^2(\omega_0 t + \alpha)]$$

бунда ўрта арифметик ичидаги ифода маълумки 1 га тенг. Шундай қилиб, гармоник тебранма ҳаракатининг тўла энергияси

$$E = \frac{1}{2} m \omega_0^2 A^2 = \text{const}$$

(3)

вақт ўтиши билан ўзгармайди.

Синов саволлари

1. Қандай тебранишларга гармоник тебранишлар дейилади?
2. Гармоник тебранишларни характерловчи физик катталиклар (тебраниш даври, частотаси, фазаси, амплитудаси)га таъриф беринг.

3. Гармоник эркин тебранишлар дифференциал тенгламаси қандай кўринишга эга?
4. Гармоник тебранаётган жисмнинг (катталикининг ўзгариш) тезлиги ва тезланиши учун ифодаларни ёзинг ва тушунтириб беринг.
5. Пружинали, математик ва физик маятникларга таъриф беринг.
6. Пружинали, математик ва физик маятниклар тебраниш давлари қандай катталикларга боғлиқ?
7. Гармоник тебраниш содир бўлаётган системада энергия айланишларини тушунтириб беринг.

Адабиётлар.

49. Т.И. Трофимова. Курс физики. Москва. «Высшая школа», 1998 г. стр. 203-207.
50. А. Қосимов, Х. Жўрақулов, А. Сафаров. Физика курси. Тошкент. «Ўзбекистон», 1994 й. I том. Механика. 189-203 бетлар.
51. А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. Курс физики. Москва, «Высшая школа», 1989 г. стр. 298-302.
52. Р.Ф. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Москва. «Мир». 1977 й. Том I-II. стр. 359-368.

10-маъруза

Режа

Тебранишларни кўшишда вектор-амплитуда усули. Бир йўналишдаги бир хил частотали тебранишларни кўшиш. Ўзаро тик бўлган тебранишларни кўшиш. Сўнувчи тебранишлар. Сўнувчи тебранишлар дифференциал тенгламаси ва унинг ечими. Сўнишнинг логарифмик декременти. Мажбурий тебранишлар. Мажбурий тебранишлар частотаси ва

амплитудаси. Резонанс. Резонанс эгри
чизиқлари.

Амплитуда-вектор усули. Бир йўналишдаги бир хил частотали тебранишларни қўшиш.

Гармоник тебранишлар кўпинча чизма равишда амплитуда-вектор усули билан тасвирланади ва бу усул *вектор диаграмма усули* деб ҳам аталади. Бу усулнинг моҳияти қуйидагидан иборат:

Х ўқидаги ихтиёрий О нуқтадан узунлиги тебраниш амплитудасининг сон қийматига тенг бўлган А векторни шундай жойлаштирамизки бу вектор ОХ ўқи билан тебранишнинг бошланғич фазаси α га тенг бурчак ҳосил қилсин. Агар А векторни О нуқта атрофида соат милага тескари йўналишда ω_0 бурчак тезлик билан айланма ҳаракатга келсак, бу векторнинг Х ўқидаги проекцияси А ва-А орасида ўзгаради. t вақтдан сўнг унинг Х ўқидаги проекцияси

$$X = A \cos(\omega_0 t + \alpha)$$

бўлади, бу эса тебранувчи моддий нуктанинг t пайтдаги силжишидир. Шундай қилиб, ω_0 частота билан содир бўлаётган гармоник тебраниши Х ўқидаги ихтиёрий нуқта атрофида ω_0 бурчак тезлик билан айланувчи амплитуда вектори (А) нинг шу ўқдаги проекциясининг вақт бўйича ўзгариши тарзида тасвирлаш мумкин: бунда $t=0$ пайтдаги А векторининг Х ўқ билан ташкил қилган бурчаги тебранишнинг бошланғич фазасини ифодалайди.

Моддий нуқта бир вақтнинг ўзида икки ва ундан ортиқ тебранишларда қатнашиши мумкин. Масалан, юриб кетаётган вагоннинг шипига пружинали маятникни осиб ва уни мувозанат вазиятидан чиқариб қўйиб юборсак, маятник вагоннинг шипига нисбатан тик йўналишдаги хусусий тебранишлардан ташқари вагон билан биргаликда тебранма ҳаракатда қатнашади, чунки вагоннинг ўзи ҳам темир йўлнинг уланган жойларидан ўтганда тик йўналишда тебранма ҳаракатга келади. Шундай қилиб, Ер билан боғлиқ санок

тизимида пружинали маятник бир томонга уфққа нисбатан тик йўналган иккита тебранишда иштирок этади.

Моддий нуқта бир хил йўналиш бўйича бир хил частота, лекин турлича амплитуда ва бошланғич фазалар билан содир бўлаётган икки тебранишда қатнашаётган бўлсин. Шунга кўра бу икки тебраниш қонуниятлари:

$$(1) \quad X_1 = A_1 \cos(\omega_0 t + \alpha_1)$$

$$(2) \quad X_2 = A_2 \cos(\omega_0 t + \alpha_2)$$

тарзда ифодаланиши мумкин. Ҳар икки тебранма ҳаракат бир йўналишда содир бўлаётганлиги туфайли натижавий тебраниш, яъни натижавий силжиш алоҳида силжишларнинг йиғиндисидан иборат эканлигини тасаввур этиш қийин эмас. Қўшилувчи тебранишларнинг частоталари бир хил бўлганлиги туфайли Т вақт ўтгандан сўнг X_1 ва X_2 силжишлар ўзларининг дастлабки қийматларига эга бўлади. Шунинг учун тебранишларнинг алгебраик йиғиндиси (X) ҳам частотаси ω_0 га тенг бўлган даврий тебранма ҳаракатдан иборат бўлади, яъни :

$$(3) \quad X = X_1 + X_2 = A \cos(\omega_0 t + \alpha)$$

Натижавий тебранишдаги X , A , α катталикларни топиш учун юқорида баён этилган айланувчи амплитуда-вектор усулини қўллаймиз. $\vec{A}$ нинг қийматини топиш учун параллелограммга косинуслар теоремасини қўллаймиз:

$$(4) \quad A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1 A_2 \cos [\pi - (\alpha_1 - \alpha_2)] = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos (\alpha_1 - \alpha_2)$$

Натижавий векторнинг бошланғич фазасини топамиз:

$$(5) \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{A_1 \sin \alpha_1 + A_2 \sin \alpha_2}{A_1 \cos \alpha_1 + A_2 \cos \alpha_2}$$

Шундай қилиб, бир йўналишда содир бўлаётган бир хил частотали иккита гармоник тебранма ҳаракатда бир вақтнинг ўзида қатнашаётган моддий нуктанинг натижавий тебраниши ҳам қўшилувчи тебранишлар йўналишидаги ўша частотали гармоник тебранишдан иборат.

Ўзаро тик бўлган тебранишларни қўшиш.

Моддий нукта бир вақтнинг ўзида ўзаро тик йўналишларидаги бир хил частотали иккита тебранишда қатнашиши мумкин. Бундай тебраниш билан танишиш мақсадида узунлиги l бўлган ингичка ипга осилган металл шарчанинг X ва Y координата ўқлари бўйлаб тебранишни олиб қарайлик. Бу ҳолда ҳар иккала X ва Y йўналишда ҳам математикавий маятникнинг ўзаро тик йўналишлардаги тебранишлар частотаси унинг узунлиги l билан аниқланади. Математикавий маятниклар ўзаро тик йўналишлардаги тебранишларда бир вақтнинг ўзида иштирок этишни амалга ошириш учун X координата ўқи йўналишида тебраниб турган шарчага Y координата ўқи йўналишида бошланғич туртки билан таъсир этиш кифоя.

Шарчанинг натижавий тебранишдаги траекториясини аниқлаш X ва Y координата ўқлари бўйича тебранишларни =ўшиш воситасида амалга оширилади.

Мазкур ўқлар бўйича гармоник тебранишлардаги силжиш қонуниятларини қуйидагича ёзамиз:

$$X = A_1 \sin(\omega_0 t + \alpha_1)$$

(1)

$$Y = A_2 \sin(\omega_0 t + \alpha_2)$$

(2)

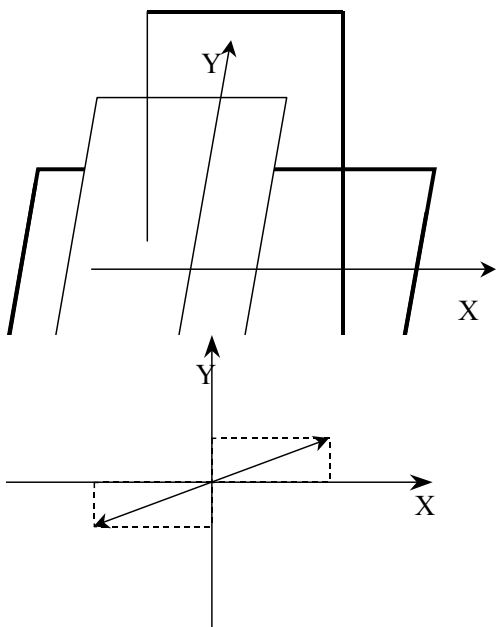
Умумий ҳолда шарчанинг натижавий траекторияси мураккаб эгри чизикдан иборат бўлади. Бир неча хусусий ҳолларни қараб чиқайлик:

1. Тебранишларнинг бошланғич фазалари ўзаро тенг ($\alpha_1 = \alpha_2$). Бу ҳолни амалга ошириш учун X координата ўқи бўйлаб тебранаётган шарчага у ўзининг мувозанат вазиятидан ўтаётганда унга Y координата ўқи йўналишда бошланғич

туртки бериш лозим. Шарчанинг натижавий траекториясини аниқлаш учун (1) тенгликнинг (2) тенгликка нисбатини оламиз ($\alpha_1 = \alpha_2$):

$$\frac{X}{Y} = \frac{A_1}{A_2}, \quad \text{бундан} \quad Y = \frac{A_2}{A_1} X$$

(3)



га
эГ
а
б
ў
л
а
м
и
з.

Бу эса тўғри чизик тенгламасидир, яъни шарча координата бошидан ўтувчи ана шу тўғри чизик бўйича тебранади. Унинг мувозанат вазиятидан силжиши

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}$$

муносабат билан аниқланади. Бу формуладаги x ва y лар ўрнига (1) ва (2) ифодаларни қўйиб, шарчанинг мувозанат вазиятидан силжиш қонуниятини топамиз.

$$r = \sqrt{A_1^2 + A_2^2} \sin \omega_0 t$$

(бунда $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$ эканлиги назарда тутилди) Охирги тенгликдан кўриладики шарча ўз мувозанат вазияти атрофида (3) формула билан ифодаланган тўғри чизик бўйлаб частотаси ω_0 ва амплитудаси $\sqrt{A_1^2 + A_2^2}$ бўлган гармоник тебранма ҳаракат этилади.

2. $\alpha_1 - \alpha_2 = \pi$ бўлсин, бундан $\alpha_1 = \alpha_2 + \pi$ бўлади. У ҳолда (1) тенглик қуйидагича ёзилади.

$$X = A_1 \sin(\omega_0 t + \alpha_2 + \pi) = -A_1 \sin(\omega_0 t + \alpha_2) \quad (4)$$

(2) тенгликнинг (4) тенгликка нисбатан олсак, қуйидагига эга бўламиз.

$$Y = -\frac{A_2}{A_1} X$$

(5)

Бу ҳолда шарчанинг натижавий тебраниш траекторияси координата бошидан ўтувчи (5) ифода билан берилган тўғри чизик бўйича гармоник тебранма ҳаракатдан иборат бўлади.

3. $\alpha_1 - \alpha_2 = \pi/2$ бўлсин, бу тенгликни $\alpha_1 = \alpha_2 + \pi/2$ кўринишда ёзиш мумкин. У ҳолда (1) тенглик

$$X = A_1 \sin(\omega_0 t + \alpha_2 + \pi/2) = A_1 \cos(\omega_0 t + \alpha_2) \quad (6)$$

кўринишига келади. Энди (6) ва (2) ифодаларни

$$\frac{X}{A_1} = \cos(\omega_0 t + \alpha_2), \quad \frac{Y}{A_2} = \sin(\omega_0 t + \alpha_2)$$

тарзда ёзамиз. Охирги икки тенгликни квадратга кўтариб, сўнг уларни бир бирига қўшсак, қуйидагича ифода келиб чиқади:

$$\frac{X^2}{A_1^2} + \frac{Y^2}{A_2^2} = 1$$

(7)

бу эса эллипс тенгламасидир.

Сўнувчи тебранишлар.

Ҳозиргача биз ўзгармас амплитуда билан содир бўладиган, яъни фақат квазиқайишқоқ куч таъсирида содир бўладиган тебранишларни қарадик. Амалда ҳар қандай тизимнинг тебраниши (агар ташқаридан энергия олиб турмаса) сўнувчан бўлади, тебраниш амплитудаси вақт ўтиши билан узлуксиз камайиб боради. Бунинг сабаби шундаки, жисмнинг тебранма ҳаракатига атроф муҳит томонидан қаршилик кўрсатилади ва бинобарин, тизим ўз энергиясини муҳит қаршилигини енгишга, таянч ва осмалардаги ишқаланишларга узлуксиз равишда сарфлайди. Шу боисдан тебранма ҳаракат тенгламасини ифодаловчи Ньютоннинг иккинчи қонунида квазиқайишқоқ куч ($F = -kx$) билан бир қаторда муҳитнинг қаршилик кучи ҳам лозим. Тажрибаларнинг кўрсатилишича унча катта бўлмаган тезлик учун муҳитнинг қаршилик кучи, шу жумладан ишқаланиш кучи ҳам, тезликка тўғри мутаносиб бўлиб, ҳаракат йўналишига нисбатан тескари томонга йўналган:

$$F_k = -r\upsilon = -r \frac{dx}{dt} = -rx;$$

бунда r – муҳитнинг қаршилик коэффиценти. Сўнувчи тебранишни ифодаловчи Ньютоннинг иккинчи қонуни қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx - r \frac{dx}{dt} \quad \text{ёки}$$

$$m \ddot{x} + r \dot{x} + kx = 0$$

Охирги тенгламанинг ҳар иккала томонини m га бўламиз.

$$\ddot{x} + \frac{r}{m} \dot{x} + \frac{1}{m} kx = 0 \quad \text{Бу}$$

тенглама

$$\frac{k}{m} = \omega_0^2, \quad \frac{r}{m} = 2\delta$$

(1)

белгилашни киритсак, у қуйидагича кўринишга келади.

$$\ddot{x} + 2\delta\dot{x} + \omega_0^2 x = 0$$

(2)

бу ифодадаги ω_0 тизимнинг муҳитнинг қаршилиги бўлмаган ҳолдаги хусусий тебраниш частотаси, δ -сўниш коэффиценти. Муҳитнинг қаршилигини ўзида акс эттирувчи (2) тенгламанинг ечими $\delta < \omega_0$ бўлган ҳол учун қуйидагича:

$$x = A_0 e^{-\delta t} \cdot \sin(\omega t + \alpha)$$

(3)

бунда, A_0 – тебранишнинг бошланғич ($t=0$ бўлганидаги) амплитудаси; $A_0 e^{-\delta t}$ кўпайма t пайтдаги сўнувчи тебраниш амплитудасини ифодалайди; ω – сўнувчи тебраниш частотаси, унинг қиймати қуйидаги муносабат билан аниқланади:

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m} - \frac{r^2}{4m^2}} = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$$

(4)

Бу ифодадан кўринадики, сўнувчи тебраниш частотаси (ω) хусусий тебраниш частотаси (ω_0) дан кичик тенгликка биноан сўнувчи тебраниш даври:

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}}$$

сўниш кўрсаткичли (коэф) ортиши билан тебранишлар даври ортади (тебранишлар частотаси камаяди).

Сўнувчи тебранишда силжишнинг вақт ўтиши билан ўзгариши (3) формуладан ва сўнувчи тебранишлар амплитудаси вақт ўтиши билан

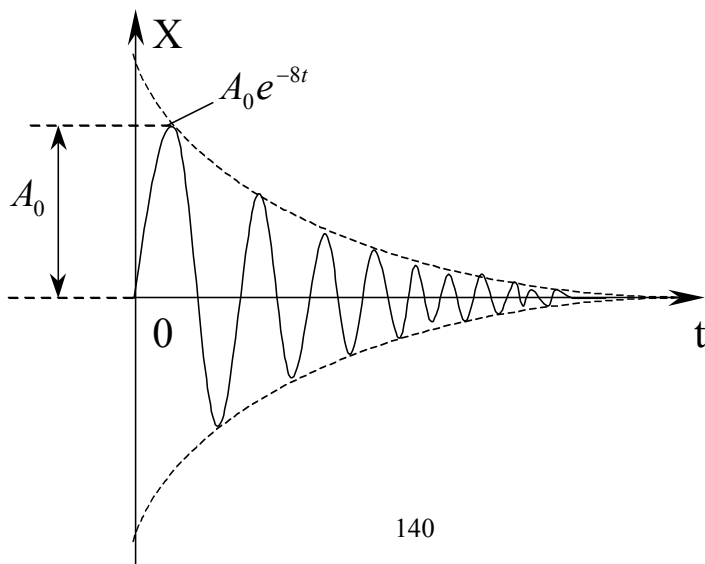
$$A = A_0 e^{-\delta t}$$

(5)

қонун (экспоненциал қонун) бўйича камайиб боради. Сўнувчи тебранишда бир-бирига тебраниш даври T га фарқ қилувчи иккита кетма-кет амплитудалар нисбати:

$$\frac{A_0 e^{-\delta t}}{A_0 e^{-\delta(t+T)}} = e^{\delta T}$$

сўниш *декременти* деб аталади, унинг натурал логарифми эса сўнишнинг *логарифмик декременти* дейилади ва λ билан белгинади.



$$\lambda = \ln \frac{A_0 e^{-\delta t}}{A_0 e^{-\delta(t+T)}}$$

(6)

Бу
каттали
к
сўниш
инг ўл-
чови
сифатид
а
қўллани

лади (6) тенгламадан кўриниши-ча, сўниш коэффициенти δ бир даврга тенг вақтдаги сўнишни акс эттиради. Сўнишнинг ўлчови бўлган λ қандай катталиқ эканини аниқлайлик. Шу мақсадда (5) ифодани

$$\frac{A_0}{A} = e^{\delta t}$$

кўринишда (6) ифодани эса $\delta = \lambda/T$ куринишда ёзсак, бу охириги икки тенгламадан

$$\frac{A_0}{A} = e^{\frac{\lambda}{T} t}$$

(7)

ифодага эга бўламиз; бунда A_0 – бошланғич амплитуда, A эса t пайтдаги амплитуда сўнувчи тебранишда амплитуда $e=2,73$ марта камайиши учун кетган $t=\tau$ вақт давомида тизим N марта тебранган бўлса:

$$N = \frac{t}{T} = \frac{\tau}{T} \quad \text{бўлади}$$

ва (7) ифода

$$\frac{A}{A_0} = e^{N\lambda} \quad \text{кўринишини олади. Шартга кўра, } A_0/A = e$$

бўлганлиги учун $e^{N\lambda} = e$ ва бунда $N\lambda=1$ ёки

$$\lambda = \frac{1}{N}$$

эканлиги келиб чиқади. Охириги тенгликдан кўринадики, сўнишнинг логарифмик декременти амплитуда e марта камайиши учун кетган вақт ичида содир бўлувчи тебранишлар сонини аниқловчи катталиқдир.

Тебранишнинг сўнишини бошқача тавсифлаш ҳам мумкин. Бу мақсадда кўпинча тебранувчи тизимнинг асллиги (Q) деган катталиқдан фойдаланилади.

$$Q = \frac{\pi}{\lambda} = \pi N$$

Бу формуладан кўринадики, тебранувчи тизимнинг амплитудаси Q сон жиҳатдан тебранишлар амплитудаси e марта камайиши учун кетган вақт давомида тебранишлар сони π га кўпайтмасига тенг. Бошқача айтганда Q нинг катта қийматларига λ нинг кичик қийматлари тўғри келади.

Мажбурий тебранишлар.

Даврий ўзгарувчан ташқи куч таъсирида тизимда вужудга келадиган тебранишларга мажбурий тебранишлар дейилади.

Мажбурий тебранишларнинг эркин тебранишлардан фарқи шундаки, мажбурий тебранишларнинг частотаси тизимнинг ўз хусусиятидан келиб чиқмай, балки ташқи таъсирнинг частотаси билан аниқланади. Қуйида биз энг оддий ҳолни тизимга таъсир этувчи ташқи куч гармоник қонун билан ўзгарадиган ҳолни қараб чиқиш билан чегараланамиз, яъни ташқи куч ω частота билан

$$F = F_0 \cos \omega t$$

тарзда ўзгариши, бунда $\vec{F}_0$ — ташқи кучнинг амплитудаси қиймати. Даврий равишда ўзгариб турадиган бундай ташқи кучни *мажбур этувчи куч* дейилади. Тинч турган тизимга ўзгарувчан ташқи куч таъсир қилса, у ўзининг мувозанат вазиятидан аста-секин кўзгала бошлайди. Мазкур жараёнда ташқаридан берилган энергия қисман тизимнинг ҳаракат энергиясини оширишга сарфланса, қисман ишқаланиш кучини ҳамда муҳитнинг қаршилиқ кучини енгишга сарфланади. Шу билан бирга тебранишнинг амплитудаси орта боради. Бирор вақтдан кейин тизим томонидан ишқаланиш кучини ҳамда муҳитнинг қаршилиқ кучини енгишга вақт бирлиги ичида сарфланаётган энергия ташқаридан узатилаётган энергияга тенг бўлиб қолади. Шу пайтдан бошлаб тизимнинг тебраниши барқарорлашади, яъни у ўзгармас амплитуда билан тебрана бошлайди. Барқарор ҳолатга келган тебранишларни қараб чиқайлик.

Мажбурий тебранма ҳаракат қилаётган тизимга бир вақтнинг ўзида квазиқайишқоқ куч $(-kx)$ ва муҳитнинг қаршилиқ кучи $(-r \frac{dx}{dt})$ дан ташқари, ташқи куч $(F = F_0 \cos \omega t)$ ҳам таъсир этади. Бинобарин, мажбурий тебранишлар учун Нютоннинг иккинчи қонунини қуйдагича ёзишимиз мумкин:

$$m = \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx - r \frac{dx}{dt} + F_0 \cos \omega t$$

бу тенгламани қуйдагича кўринишда ёзамиз.

$$\ddot{x} + 2\delta\dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{F_0}{m} \cos \omega t$$

(1)

Барқарор ҳолатга келган мажбурий тебраниш ω частота билан содир бўлишини кўзда тутсак тенгламани ечилиши

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

(2)

тарзда ифодалаш мақсадга мувофиқ бўлади. (2) ифода (1) тенгламанинг ечими эканлигини текшириб кўрамиз. Бунинг учун $\dot{x} = -\omega A \sin(\omega t + \alpha)$; $\ddot{x} = -\omega^2 A \cos(\omega t + \alpha)$ эканлигини эътиборга олиб (2) ифодани ва охириги икки тенгликни (1) тенгламага қўямиз. Натижада мазкур тенглама айниятга айланади ва унинг мажбурий тебраниш амплитудаси Ани аниқлаймиз:

$$-\omega^2 A \cos(\omega t + \alpha) - 2\delta\omega A \sin(\omega t + \alpha) + \omega_0^2 A \cos(\omega t + \alpha) = \frac{F_0}{m} \cos \omega t$$

маълум тригонометрик формулалардан фойдаланиб (синус ва косинусларни ёйиб чиқиб) бу тенгламани қуйдагича ёзиш мумкин:

$$\begin{aligned}
& -\omega^2 A(\cos \omega t \cos \alpha - \sin \omega t \sin \alpha) - 2\delta\omega A(\sin \omega t \cos \alpha + \cos \omega t \sin \alpha) \\
& + \omega_0^2 A(\cos \omega t \cos \alpha - \sin \omega t \sin \alpha) = \frac{F_0}{m} \cos \omega t
\end{aligned}$$

бу тенглама айниятга айланиши учун чап ва ўнг томонидаги $\cos \omega t$ ва $\sin \omega t$ коэффицентилар ўзаро тенг бўлиши керак:

$$\begin{aligned}
-\omega^2 A \cos \alpha &= 2\delta\omega A \sin \alpha - \omega_0^2 A \cos \alpha + \frac{F_0}{m} \\
\omega^2 A \sin \alpha &= 2\delta\omega A \cos \alpha + \omega_0^2 A \sin \alpha.
\end{aligned}$$

охирги икки тенгламани

$$A(\omega_0^2 - \omega^2) \cos \alpha - 2\delta\omega A \sin \alpha = \frac{F_0}{m}$$

(3)

$$A(\omega_0^2 - \omega^2) \sin \alpha + 2\delta\omega A \cos \alpha = 0$$

(4)

кўринишида ёзамиз. Энди уларни алоҳида-алоҳида квадратга кўтариб, сўнгра ҳадма-ҳад қўшсак, қуйидагига эга бўламиз:

$$A^2[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2 \omega^2] = \frac{F_0^2}{m^2}$$

бундан тизимнинг мажбурий тебраниш амплитудаси

$$A = \frac{F}{m\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2 \omega^2}}$$

(5)

эканлиги келиб чиқади. (4) тенгламадан эса мажбурий тебраниш фазасини аниқлаймиз:

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{2\delta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

(6)

(5) ва (6) тенгликлардан кўринадики, мажбурий тебраниш амплитудаси ва фазаси ташқи кучнинг ўзгариш частотаси (ω) га боғлиқ равишда ўзгаради ($\omega_0 = \text{const}$). Амплитуда ва фаза ташқи кучнинг ўзгариш частотасига қандай боғлиқлигини қараб чиқайлик.

Амплитуда энг катта қийматга эришиш учун (5) ифоданинг махражи энг кичик қийматга эришиши лозим. Махраж энг кичик қийматга эришиши учун илдиз остидаги ифоданинг ҳосиласи нолга тенг бўлиши керак:

$$-2(\omega_0^2 - \omega^2)2\omega + 8\delta^2\omega = 0 \quad \text{ёки}$$

$$-(\omega_0^2 - \omega^2) + 2\delta^2 = 0$$

бундан:

$$\omega^2 = \omega_0^2 - 2\delta^2$$

Демак, ташқи кучнинг частотаси

$$\omega = \omega_p = \sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2} \quad (7)$$

бўлганда мажбурий тебраниш амплитудаси энг катта қийматга эришади. Бу шодиса **резонанс шодисаси** дейилади ва ташқи кучнинг бу частотаси **резонанс частота** дейилади.

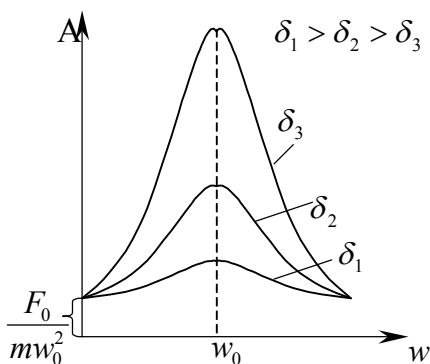
Резонанс частотада мажбурий тебраниш амплитудаси нимага тенг эканлигини аниқлайлик. Шу мақсадда (7) тенгликни (5) га қўйиб, қуйидагига эга бўламиз:

$$A_p = \frac{F_0}{2m\delta\sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}} \quad (8)$$

Кўриниб турибдики, δ камайган сари мажбурий тебраниш амплитудаси A_p ошиб боради. Хусусий ҳолда яъни сўниш

бўлмаганда ($\delta=0$ бўлганда) резонанс частота тизимнинг хусусий тебраниш частотасига тенг бўлиши ва мажбурий тебраниш амплитудаси чексиз катта қийматга эришиши керак. Табиий шароитларда эса δ нинг қиймати нолдан фарқли, бинобарин Ар чексиз катта бўла олмайди. δ нинг қиймати нолдан фарқли бўлганлиги туфайли ташқи кучнинг частотаси тизимнинг хусусий тебраниш частотасига яқинлашганда резонанс ходисаси содир бўлади.

Бинобарин резонанс ходисаси ташқи кучнинг ўзгариш частотаси тизимнинг хусусий тебраниш амплитудасининг кескин ошишидан иборат экан.



Сўниш коэффициенти ҳар хил қийматларда мажбурий тебраниш амплитудасининг ташқи куч частотасига боғлиқ эгри чизиклари бу эгри чизиклар *резонанс эгри чизиклари* дейилади. Ташқи кучнинг ўзгариш частотаси нолга тенг бўлганда, яъни тизимга ўзгармас куч таъсир қилганда, резонанс эгри чизиклари амплитуда ўқини

$$A_0 = \frac{F_0}{m\omega^2}$$

(9)

қийматда кесиб ўтади. Бу тизимга ўзгармас куч ($\omega=0$) таъсир этиб турса, у ўзининг мувозанат вазиятидан (9) ифода билан

аниқланадиган масофага четланиб туради деган маънони англатади.

Синов саволлари.

1. Тебранишларни қўшишда амплитуда-вектор усулидан қандай фойдаланилади?
2. Ўзаро перпендикуляр тебранишларни қўшганда тебранаётган нукта траекториялари қандай бўлади?
3. Бир хил йўналишдаги тебранишларни қўшганда натижавий амплитуданинг фазалар фарқи билан боғлиқлигини тушунтиринг.
4. Қандай тебранишларга эркин сўнувчи ва мажбурий тебранишлар дейилади? Уларни тенгламаларини ёзиб беринг.
5. Сўниш коэффициентининг физик маъноси нима? Логарифмик декременти ва система асллиги нима?
6. Мажбурий тебранишлар амплитудаси частота билан қандай боғлиқ? Резонанс шодисаси тушунтиринг.

Адабиётлар.

1. Т.И. Трофимова. Курс физики. Москва, «Высшая школа». 1998 г. стр. 209-217.
2. А. Қосимов, Х. Жўракулов, А. Сафаров. Физика курси. Тошкент, «Ўзбекистон». 1994 й. I том. Механика. 204-218 бетлар.
3. А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. Курс физики. Москва, «Высшая школа», 1989 г. стр. 303-314.
4. Р.Ф. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Москва, «Мир». 1977 г. Том I-II. стр. 387-398.

11-маъруза

Режа

Механик тўлқинлар. Тўлқинларнинг эластик муҳитда тарқалиши. Тўлқин fronti ва сирти. Ясси ва сферик тўлқинлар, уларнинг тенгламалари. Тўлқин узунлиги. Тўлқинларнинг фазавий ва гуруҳли тезлиги. Эластик тўлқин энергияси ва энергия оқими зичлиги. Умов вектори. Турғун тўлқинлар. Турғун тўлқинлар амплитудаси ва фазаси. Дўнгликлар ва тугунлар. Товуш тўлқинлари.

Тўлқинлар.

Тўлқинларнинг эластик муҳитда тарқалиши.

Тебранишларнинг фазода тарқалиш жараёни тўлқин деб аталади.

Тўлқин тарқалаётган муҳитнинг зарралари тўлқин билан бирга кўчмайди, улар фақат ўз мувозанат ҳолатлари атрофида тебраниб туради холос. Зарраларнинг тебраниши тўлқин тарқалаётган йўналишга нисбатан қандай йўналганлигига қараб тўлқинлар бўйлама ва кўндаланг тўлқинларга ажралади. Бўйлама тўлқинда муҳитнинг зарралари, тўлқинлар тарқалаётган йўналиши бўйлаб тебранади. Кўндаланг тўлқинда муҳитнинг зарралари тўлқинлар тарқалаётган йўналишга перпендикуляр йўналишда тебранади. Механик кўндаланг тўлқинлар фақат силжиш қаршилигига эга бўлган муҳитда вужудга келиши мумкин. Шунинг учун суюқ ва газ ҳолатдаги муҳитларда фақат бўйлама тўлқинлар вужудга келиши мумкин. Қаттиқ муҳитда ҳам бўйлама ҳам, кўндаланг тўлқинлар вужудга келиши мумкин.

Бир хил фазода тебранаётган ўзаро яқин зарралар орасидаги масофа λ *тўлқин узунлиги* дейилади. Тўлқин узунлиги, равшанки, тўлқиннинг бир давр ичида тарқалган масофасига тенг:

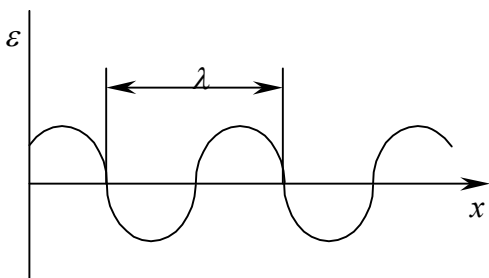
$$\lambda = v T$$

Бу муносабатда T ни $1/v$ билан (v -тебранишлар частотаси) алмаштирсак, қуйидагини топамиз.

$$\lambda v = v$$

Тўлқин жараён тебраниш манбаидан

тарқалиб фазонинг янги-янги қисмларини эгаллай боради. Тебранишлар вақтнинг t моментига етиб келган нуқталарнинг геометрик ўрни *тўлқин фронти* деб аталади. Тўлқин фронти фазонинг тўлқин жараёни тарқалган қисмидан тебранишлар ҳали юзага келмаган қисмини ажратиб турувчи сиртдан иборат.



Бир хил фазода тебранувчи нуқталарнинг геометрик ўрни *тўлқин сирти* деб аталади. Тўлқин сиртини фазонинг тўлқин жараёни бўлаётган исталган нуқтаси орқали ўтказиш мумкин. Демак, вақтнинг ҳар бир моментида битта тўлқин фронти мос келса, тўлқин сиртлари чексиз кўп бўлар экан.

Тўлқин сиртлари исталган шаклда бўлиши мумкин. Энг содда ҳолда улар текислик ёки сфера шаклида бўлади. Бу ҳолларда тўлқин мос равишда *ясси ёки сферик тўлқин* дейилади. Ясси тўлқинда тўлқин сиртлари бир-бирига параллел текисликлардан, сферик тўлқинда эса концентрик сфералардан иборат бўлади.

Ясси ва сферик тўлқинлар тенгламалари.

Фараз қилайлик $x=0$ текисликда ётувчи нуқталарнинг тебраниши қуйидаги кўринишга эга бўлсин:

$$\xi(0, t) = a \cos \omega t.$$

Нуқталарнинг x нинг ихтиёрий қийматига тегишли текисликдаги тебранишларнинг кўринишини топайлик. Тўлқин $x=0$ текислик билан бу текислик орасидаги йўлни ўтиши учун

$\tau = \frac{x}{v}$ вақт керак, бу ерда v -тўлқиннинг тарқалиш тезлиги.

Демак, x текисликда ётувчи зарраларнинг тебраниши $x=0$ текисликда ётган зарраларнинг тебранишидан вақт бўйича τ га орқада қолади, яъни қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\xi(x, t) = a \cos \omega(t - \tau) = a \cos \omega(t - \frac{x}{v})$$

Шундай қилиб, ясси тўлқин тенграмаси қуйидагича ёзилади.

$$\xi = a \cos \omega(t - \frac{x}{v})$$

$\omega(t - \frac{x}{v}) = \text{const.}$ деб фараз қиламиз ва ифодани дифференциаллаб қуйидагини топамиз:

$$dt - \frac{1}{v} dx = 0, \quad \text{бундан}$$

$$\frac{dx}{dt} = v$$

Шундай қилиб, тенгламадаги тўлқиннинг тарқалиш тезлиги v фазанинг кўчиш тезлигидан иборат экан. Шу сабабдан бу тезлик *фаза тезлиги* деб аталади. Бундан тўлқиннинг тезлиги мусбат деган хулоса келиб чиқади. Демак тенглама x нинг ортиш томонига қараб тарқалувчи тўлқинни ифодалар экан. Қарама-қарши томонга қараб тарқалувчи тўлқин қуйидаги кўринишга эга

$$\xi = a \cos \omega \left(t + \frac{x}{v} \right).$$

Ясси тўлқин тенгламасига t ва x га нисбатан симметрик кўриниш бериш мумкин. Бунинг учун тўлқин сони деб аталувчи k катталигини киритамиз

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Тўлқин сони k , айланиш (циклик) частотаси ω ва тўлқиннинг фаза тезлиги v орасида қуйидагича муносабат бор деган хулоса чиқади.

$$v = \frac{\omega}{k}$$

Демак, синусоидал тўлқинларнинг фаза тезлиги уларнинг частотасидан боғлиқ бўлар экан. Бу ҳодисага тўлқинлар дисперсияси, бу ҳодиса кузатилаётган муҳитни дисперсияловчи муҳит деб аталади. Тенгламада v ни унинг қиймати билан алмаштириб ва қавс ичига ω ни киритиб, ясси тўлқин учун қуйидаги тенгламани топамиз

$$\xi = a \cos (\omega t - kx).$$

Агар тўлқиннинг барча йўналишлар бўйлаб тарқалиш тезлиги бир хил бўлса, у ҳолда нуқтавий манба ҳосил

қилаётган тўлқин сферик бўлади. Фараз қилайлик, манбанинг тебранишлари фазаси ωt га тенг бўлсин. У вақтда r радиусли тўлқин сиртида ётувчи нуқталар $\omega(t - r/v)$ фаза билан тебранади (тўлқин r йўлни ўтиши учун $\tau = r/v$ вақт керак). Бу ҳолда тебранишлар амплитудаси, ҳатто тўлқин энергияси муҳит томонидан ютилмаса ҳам ўзгаришсиз қолмайди, манбадан узоқлашган сари $1/r$ қонуният билан камай боради. Демак, сферик тўлқиннинг тенгламаси қуйидаги кўринишга эга бўлар экан:

$$\xi = \frac{a}{r} \cos \omega \left(t - \frac{r}{v} \right)$$

Эластик тўлқин энергияси.

Ясси эластик тўлқин тарқалаётган муҳитда шу қадар кичик элементар ΔV ҳажм ажратиб оламизки бу ҳажм барча нуқталарида деформациялар билан ҳаракат тезликларини бир хил ва мос равишда $\frac{d\xi}{dx}$ ва $\frac{d\xi}{dt}$ ларга тенг деб олиш мумкин бўлсин. Биз ажратиб олган ҳажми қуйидагича эластик деформация потенциал энергиясига эга бўлади:

$$\Delta E_p = \frac{E\varepsilon^2}{2} \Delta V = \frac{E}{2} \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2 \Delta V,$$

бу ерда $\varepsilon = \frac{\partial \xi}{\partial x}$ -нисбий узайиш, E эса Юнг модули. Юнг модулини ρv^2 (ρ -муҳитнинг зичлиги, v -тўлқиннинг фаза тезлиги) билан ифодалаш мумкин. У вақтда ΔV ҳажмнинг потенциал энергияси қуйидагича ифодаланаяди.

$$\Delta E_p = \frac{\rho v^2}{2} \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2 \Delta V$$

(1)

қаралаётган ҳажм шунингдек кинетик энергияга ҳам эга бўлади:

$$\Delta E_k = \frac{\rho}{2} \left(\frac{\partial \xi}{\partial t} \right)^2 \Delta V$$

(2)

$\rho \Delta V$ - ҳажм массаси, $\frac{\partial \xi}{\partial t}$ - унинг тезлиги.

(1) ва (2) ифодаларнинг йиғиндиси тўла энергияни беради.

$$\Delta E = \Delta E_k + \Delta E_p = \frac{1}{2} \rho \left[\left(\frac{\partial \xi}{\partial t} \right)^2 + v^2 \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2 \right] \Delta V$$

ΔE энергияни у мужассамлашган ΔV ҳажмга тақсимласак, энергия зичлигини топамиз:

$$u = \frac{1}{2} \rho \left[\left(\frac{\partial \xi}{\partial t} \right)^2 + v^2 \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2 \right]$$

(3)

Ясси тўлқиннинг тенгламасини t ва x бўйича дифференциалласак:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \xi}{\partial t} &= -\omega a \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right), \\ \frac{\partial \xi}{\partial x} &= \frac{\omega}{v} a \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right). \end{aligned}$$

Бу ифодаларни (3) формулага қўйсак, қуйидагини топамиз:

$$u = \rho a^2 \omega^2 \sin^2 \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) = \rho a^2 \omega^2 \sin^2 (\omega t - kx)$$

(4)

Қындаланг тўлқиннинг энергия зичлиги учун ҳам ана шундай ифода келиб чиқади.

(4) дан кўриниб турибдики, вақтнинг ҳар бир берилган моментдаги энергия зичлиги фазонинг турли нуқталарида

турлича экан. Бир нуктанинг ўзида энергия зичлиги вақт бўйича синус квадрати қонуни билан ўзгаради. Синус квадратининг ўртача қиймати яримга тенг бўлганлиги учун энергия зичлигининг муҳитнинг ҳар бир нуктасидаги ўртача (вақт бўйича) қиймати қуйидагига тенг бўлади.

$$\bar{u} = \frac{1}{2} \rho a^2 \omega^2$$

(5)

Тўлқин бирор сирт орқали вақт бирлиги ичида ташиб ўтган энергия миқдори сирт орқали ўтувчи энергия оқими дейилади.

Фазонинг турли нукталарида энергиянинг оқимини характерлаш учун энергия оқимининг зичлиги деган катталик киритилади. Бу катталикнинг қиймати берилган нуктада энергия кўчаяётган йўналишга перпендикуляр жойлашган бирлик юза орқали ўтувчи энергия оқимига тенг.

Тўлқин тарқалаётган йўналишга перпендикуляр $\Delta S_{\perp}$ юза орқали Δt вақт ичида ΔE энергия оқиб ўтади, деб фараз қилайлик. У ҳолда энергия оқимининг зичлиги j таърифга биноан қуйидагига тенг бўлади:

$$j = \frac{\Delta E}{\Delta S_{\perp} \Delta t}$$

(6)

$\frac{\Delta E}{\Delta t}$ катталик $\Delta S_{\perp}$ сирт орқали ўтувчи энергия оқими

$\Delta \Phi$ эканлигини ҳисобга олиб, қуйидаги тенгликни ёзиш мумкин:

$$j = \frac{\Delta \phi}{\Delta S_{\perp}}$$

$\Delta S_{\perp}$ юз орқали Δt вақт ичида асоси $\Delta S_{\perp}$ ва баландлиги $v \Delta t$ (v – тўлқиннинг фаза тезлиги) бўлган цилиндр ҳажми ичида энергия оқиб ўтади. Агар цилиндрнинг барча нукталарида энергия зичлигини бир хил деб ҳисоблаш мумкин бўлиши учун унинг ўлчамлари етарли даражада кичик ($\Delta S_{\perp}$ ва Δt ларнинг

кичиклиги ҳисобига) бўлса, у вақтда ΔE ни энергия зичлиги u ни цилиндрнинг ҳажмига ($u \Delta S_{\perp} \nu \Delta t$) кўпайтмаси сифатида ифодалаш мумкин.

$$\Delta E = u \Delta S_{\perp} \nu \Delta t$$

(7)

Бу ΔE нинг ифодасини (6) формулага қўйсак, қуйидагини топамиз:

$$j = u\nu$$

(8)

ν фаза тезлигининг йўналиши тўлқин тарқалиши йўналиш билан (энергиянинг кўчиш йўналиши билан ҳам) устма-уст тушувчи вектор деб қараб, қуйидагини ёзишимиз мумкин:

$$j = u\nu$$

(9)

Энергия оқими зичлиги векторини биринчи марта буюк рус физики Н.А.Умов киритган бўлиб, уни *Умов вектори* деб аталади. (9) вектор u энергия зичлиги каби фазонинг турли нуқталарида турлича бўлиб, фазонинг берилган нуқтасида эса синус квадрати қонуни билан ўзгаради. Унинг ўртача қиймати (5) ни ҳисобга олганда қуйидагига тенг:

$$j_{\text{ырт}} = \bar{u}\nu = \frac{1}{2} \rho a^2 \omega^2 \nu$$

Турғун тўлқинлар.

Иккита бир хил амплитудали бири-бирига қараб йўналган ясси тўлқинлар ўзаро қўшилганда жуда муҳим интерференция ҳодисаси кузатилади. Натижада юзага келувчи тебранма жараён турғун тўлқин дейилади. Иккита ўзаро когерент тўлқинларнинг фазонинг бирор нуқтасида учрашиб бир-бирларини кучайтириши ёки сусайтириши ҳодисасига тўлқин интерференцияси дейилади. Частоталари бир хил ва вақт ўтиши билан фазалар фарқи ўзгармайдиган тўлқинлар ўзаро когерент бўладилар.

Қарама-қарши йўналишларда тарқалаётган иккита ясси тўлқиннинг тенгламаларини ёзайлик.

$$\xi_1 = a \cos(\omega t - kx)$$

$$\xi_2 = a \cos(\omega t + kx)$$

Бу иккита тенгламани ўзаро қўшиб ва натижани косинуслар йиғиндиси формуласига асосан ўзгартириб қуйидагини топамиз:

$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = 2a \cos kx \cos \omega t$$

Тўлқин сони k ни унинг $2\pi/\lambda$ қиймати билан алмаштириб ξ нинг ифодасига қуйидаги кўринишни бериш мумкин:

$$\xi = \left(2a \cos 2\pi \frac{x}{\lambda}\right) \cos \omega t$$

(1)

тенглама турғун тўлқин тенгламасидир. Ундан кўриниб турибдики, турғун тўлқиннинг ҳар бир нуқтасида учраётган тўлқинларнинг частотасига тенг частота билан тебранишлари содир бўлади ва бу тебранишларнинг амплитудаси x га боғлиқ экан:

$$A = \left(2a \cos 2\pi \frac{x}{\lambda}\right)$$

$$2\pi \frac{x}{\lambda} = \pm n\pi \quad (n = 0, 1, 2, \dots)$$

(2)

тенгликни қаноатлантирувчи нуқталарда тебранишлар амплитудаси максимал $2a$ қийматга эришади. Бу нуқталар *турғун тўлқиннинг дўнгликлари* деб аталади. (2) шартдан дўнгликларнинг координаталарининг қийматлари келиб чиқади.

$$X_{\text{дўнг}} = \pm n \frac{\lambda}{2} \quad (n = 0, 1, 2, \dots)$$

$$2\pi \frac{x}{\lambda} = \pm(n + \frac{1}{2})\pi \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (3)$$

тенгликни қаноатлантирувчи нуқталарда тебранишлар амплитудаси нолга айланади. Бу нуқталар турғун тўлқиннинг тугунлари дейилади. Муҳитнинг теранишлар тугунида жойлашган нуқталари тебранмайди. Тугунларнинг координатлари қуйидаги қийматларга эга бўлади

$$X_{m\gamma} = \pm(n + \frac{1}{2})\frac{\lambda}{2} \quad (n = 0, 1, 2, \dots)$$

(4)

Товуш тўлқинлари.

Агар ҳавода тарқалаётган эластик тўлқинларнинг частотаси тахминан 20 дан 20000 Гц оралиғида бўлса, у ҳолда улар инсон қулоғида товуш сезгисини ўйғотади. Шунинг учун частотаси ана шу кўрсатилган чегарада ётган исталган муҳитдаги эластик тўлқинлар *товуш тўлқинлари* ёки тўғридан-тўғри *товуш* деб аталади. Частотаси 20 Гц дан кичик бўлган эластик тўлқинлар *инфра товуш* деб аталади; частотаси 20000 Гц дан катта бўлган тўлқинлар *ультратовуш* дейилади. Инфра ва ультра товушларни инсон қулоғи эшитмайди.

Газ ва суюқликлардаги товуш тўлқини фақат бўйлама тўлқин бўлиши мумкин ва галма-гал келувчи сиқилиш ва сийракланишлардан иборат бўлади. Қаттиқ жисмларда тарқалаётган тўлқинлар ҳам бўйлама, ҳам кўндаланг бўлиши мумкин.

Синов саволлари.

1. Тўлқин деб қандай ҳодисага айтилади?
2. Тўлқинни характерловчи катталиклар (тўлқин узунлиги, сони, тезлиги ва бошқалар) га таъриф беринг.
3. Тўлқин фронти ва сирти деб нимага айтилади?
4. Ясси ва сферик тўлқинлар тенгламасини ёзиб ва тушунтириб беринг.
5. Тўлқин дисперсияси деб қандай ҳодисага айтилади?
6. Тўлқин интерференцияси деб қандай ҳодисага айтилади?
7. Югурувчи ва турғун тўлқинларнинг асосий фарқларини айтиб беринг.

Адабиётлар.

1. Т.И. Трофимова. Курс физики. Москва. «Высшая школа», 1998 г. стр. 224-233.
2. А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. Курс физики, Москва, «Высшая школа»Ю 1989 г. стр. 318-332.
3. Р.Ф. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Москва. «Мир», 1977 г. Том III-IV. Стр. 386-396.

12-маъруза

Режа

Суюқликларнинг ҳаракати ва
мувозанати тенгламаси.
Гидродинамиканинг асосий

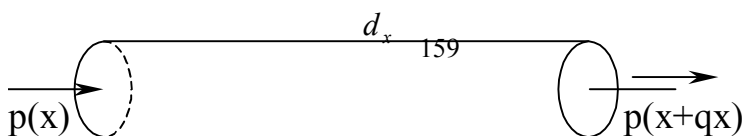
тенгламаси. Сиқилмайдиган
 суюқлик гидростатикаси. Идеал
 суюқликнинг турғун ҳаракати.
 Бернулли тенгламаси.
 Суюқликнинг найларда оқиши.
 Пуазейль формуласи. Ламинор ва
 турбулент оқимлар. Суюқлик ва
 газларда жисм ҳаракатига
 кўрсатиладиган қаршилик. Стокс
 формуласи. Рейнольдс сони.
 Динамик ва кинематик
 қовушқоқлик.

Суюқликларнинг ҳаракат ва мувозанат тенгламаси.

Суюқликлар ва газлар ҳаракатининг мураккаб манзарасини тушуниш учун биз уларни дастлаб ёпишмайдиган ва сиқилмайдиган суюқлик сифатида қараб чиқамиз.

Ҳаракат тезликлари катта бўлганида енгил сиқилувчи газлар ҳам унда ҳаракатланувчи жисмларга худди сиқилмайдиган суюқликлардек таъсир кўрсатади. Кичик тезликлар билан ҳаракатланувчи суюқлик ичига киритилган жисмларга таъсир этувчи кучларнинг пайдо бўлишига асосан ёпишқоқлик сабаб бўлади, катта тезликларда эса суюқликларнинг инерцияси кўпроқ таъсир кўрсатади. Бу кучларнинг миқдори ва йўналиши суюқлик билан унга киритилган қаттиқ жисмнинг бир-бирига нисбатан кўчиш тезлигига боғлиқ бўлади.

Умуман суюқликларда таъсир этувчи кучларни ҳажмий кучларга ва сирт кучларига ажратиш мумкин. *Ҳажмий кучлар* масса dm га ва u билан боғлиқ бўлган кучга мутаносибдир. Бу кучни $\vec{f}dV$ деб белгиласак, $\vec{f}$ ни *ҳажмий кучларнинг зичлиги* дейиш мумкин. Ҳажмий кучларга оғирлик ва инерция кучлар мисол бўла олади. Равшанки, оғирлик кучининг ҳажмий зичлиги $\vec{f} = \rho\vec{g}$, ρ - суюқлик зичлиги, g -эркин тушуш тезланиши. Сирт кучлари эса суюқликнинг ҳар бир кичик ҳажмига уни ўраб турган суюқлик бўлаклари томонидан таъсир



этувчи тик ва уринма тарзда йўналган кучлардан иборат. Тинч турган суюқлик учун уринма кучларни эътиборга олмай, фақат тик йўналган босим кучлардан иборат ҳолни кўриб чиқайлик. Кичик ҳажм бўлакчаси dV учун узинлиги dx ва кўндаланг кесими юзаси dS бўлган цилиндрни олайлик.

Босим кучининг цилиндрнинг биринчи асосига таъсир этувчисини $p(x)dS$ десак, иккинчиси $p(x+dx)dS$ га тенг бўлади. Аслида $\vec{p}$ куч y ва z координаталарга ҳамда вақтга ҳам боғлиқ бўлади. Цилиндрнинг ён томонларига таъсир этувчи босим кучлари x ўқига тик бўлганда, уни ҳисоблашда y ва z ўқлар бўйлаб таъсир этувчи кучларни қараб ўтирмасак ҳам бўлади.

Қаралаётган ҳажм бўлакчасига таъсир этувчи босим кучининг X ўқи йўналишидаги ташкил этувчиси $[p(x) - p(x+dx)]dS$ га тенг бўлади. Чексиз кичик ўзгаришни дифференциал билан алмаштириш мумкинлигидан,

$$p(x+dx) - p(x) = -dp = -\frac{dp}{dx} dx$$

деб ёзиш мумкин. y, z ва t ларни ўзгармас деб қаралаётганда, $p(x, y, z, t)$ функциянинг x бўйича олинган ҳосиласи хусусий ҳосиладан иборат бўлгани туфайли,

$$-\frac{dp}{dx} dx = -\frac{\partial p}{\partial x} dx = T_x dx$$

дейиш мумкин. Шунга ўхшаш p нинг y ва z лар бўйича хусусий ҳосиласининг $\frac{\partial p}{\partial y}$ ва $\frac{\partial p}{\partial z}$ десак, босим кучининг X, Y ва Z ўқлари бўйича ташкил этувчиларни қуйдагича ёзиш мумкин:

$$T_x = -\frac{\partial p}{\partial x}, \quad T_y = -\frac{\partial p}{\partial y}, \quad T_z = -\frac{\partial p}{\partial z}.$$

(1)

Шундай қилиб, суюқликнинг бирлик ҳажмига босим p туфайли вужудга келган қуйидаги сирт кучлари таъсир этади:

$$\vec{T} = -\frac{\partial p}{\partial x} \vec{i} - \frac{\partial p}{\partial y} \vec{j} - \frac{\partial p}{\partial z} \vec{k}$$

(2)

P скаляр катталиқнинг градиентини

$$\text{grad } p = \frac{\partial p}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial p}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial p}{\partial z} \vec{k}$$

(3)

деб белгиласак,

$$\vec{T} = -\text{grad } p$$

(4)

деб ёзиш мумкин, яъни $\vec{T}$ вектор p скаляр катталиқнинг тескари ишора билан олинган градиентига тенг экан. Шундай қилиб, $\vec{T}$ вектор босим p нинг миқдори билан эмас, балки унинг фазодаги йўналишлар бўйлаб ўзгариши билан аниқланади.

Суюқликларнинг мувозанат ҳолатида T куч ҳажмий куч $\vec{f}$ билан мувозанатда бўлиши туфайли қуйидаги эга бўламиз:

$$\text{grad } p = \vec{f}$$

Бу тенглама *гидростатиканинг асосий тенгламаси* дейилади (5) тенгламанинг координаталар бўйича ёзилган кўриниши қуйидагича:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = f(x), \quad \frac{\partial p}{\partial y} = f(y), \quad \frac{\partial p}{\partial z} = f(z). \quad (6)$$

Агар идеал суюқлик қандайдир $\vec{v}$ тезлик билан ҳаракатланаётган бўлса, (4) ва (5) формулаларни ҳисобга олиб, суюқликнинг ҳаракат тенгламасини қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$p \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{f} - \text{grad } p$$

(7)

Бу тенглама *идеал суюқлик гидродинамикасининг асосий тенгламаси* бўлиб, у *Эйлер тенгламаси* деб ҳам аталади. Реал суюқликларда суюқликнинг ҳаракат тенгламалари анча мураккаблашади.

Сиқилмайдиган суюқлик гидростатикаси.

Агар суюқликлардаги ҳажмий кучларини йўқ деб фараз қилсак, у ҳолда $\vec{f}=0$ ва демак, $\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial p}{\partial z} = 0$ бўлади, яъни

ҳажмий кучлар бўлмаган мувозанат шароитида суюқликнинг барча нуқталарида босим бир хил бўлади.

Хусусан, ҳажмий кучлар бўлмаганда суюқликнинг бирдан-бир мувозанат шарти шундан иборатки, бу шолда суюқлик сиртининг барча нуқталарига таъсир этувчи босим бир хил ва у ташқи босимдан иборат бўлади. Акс ҳолда суюқликнинг ҳаракати вужудга келади. Ҳажмий кучлар бўлмаганда суюқлик сиртга берилувчи муайян босим суюқлик ичидаги барча нуқталарда шундай босимни вужудга келтиради.

Агар суюқлик оғирлик майдонида бўлса, у шолда $\vec{f} = \rho \vec{g}$. Бу кучни Z ўқи бўйлаб йўналган деб ҳисобласак, мувозанатдаги суюқликнинг асосий тенгламаси қуйидагидан иборат бўлади:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g$$

(1)

Формуладан кўриниб турибдики, мувозанатда бўлган суюқликда босим X ва Y ўқларга боғлиқ бўлмасдан фақат Z га боғлиқ бўлади. Z га тик текисликлар эса бир хил босимли текисликлар бўлади ва бундан суюқликнинг зичлиги фақат баландликка боғлиқ деган хулоса келиб чиқади.

Энди фараз қилайлик, суюқлик бир жинсли ва сиқилмайдиган ($\rho=\text{const}$) бўлсин ҳамда эркин тушиш тезланиши $\vec{g}$ ҳам баландлика боғлиқ бўлмасин. Бу шароитларни ҳисобга олган ҳолда (1) тенгламанинг интегралли қуйидагини беради:

$$p = p_0 - \rho g z .$$

(2)

Интеграллиш доимийси p_0 маъно жиҳатидан $z=0$ даги суюқликнинг босимидан иборат.

(2) формула идишдаги суюқликнинг тагига ва деворларига шамда суюқликка ботирилган жисмнинг сиртига таъсир этувчи кучларни ҳам аниқлаш имконини беради.

Маълумки, Архимед қонунига биноан суюқлик ва газга ботирилган шар қандай жисмга у сиқиб чиқарган суюқлик ёки газ оғирлигига тенг гидростатик кўтариш кучи таъсир қилади. Бу куч жисм сиртига суюқлик ёки газ таъсир қилувчи босим кучларнинг тенг таъсир этувчиси бўлиб, тик равишда юқорига йўналади. Жисмнинг оғирлиги кўтариш кучидан катта бўлса жисм чўкади, кичик бўлса чўкмайди. Бу сўнгги хусусият жисмларнинг суюқлик ва газларда сузиш қонунининг асосини ташкил этади.

Агар суюқликка қандайдир жисм киритилган бўлса ва у механика нуқтаи назаридан мувозанатда бўлса, у ҳолда унга таъсир этувчи ташқи кучларни жисмнинг оғирлик кучи ва жисмга ҳар томондан таъсир этувчи босим кучларидан-Архимед кучларидан иборат деб қараш мумкин. Бу кучлар бир-бирига тенг ва қарама-қарши йўналган бўлса, жисм мувозанатда бўлади. Масалан, кеманинг сузишини текширадиган бўлсак, сув устида бемалол сузиб юриши учун кеманинг сувга ботирилган қисми сиқиб чиқарган сувнинг оғирлиги кеманинг юки билан биргаликдаги ҳаводаги оғирлигига тенг бўлиши лозим.

Идеал суюқликнинг турғун ҳаракати. Бернулли тенгламаси.

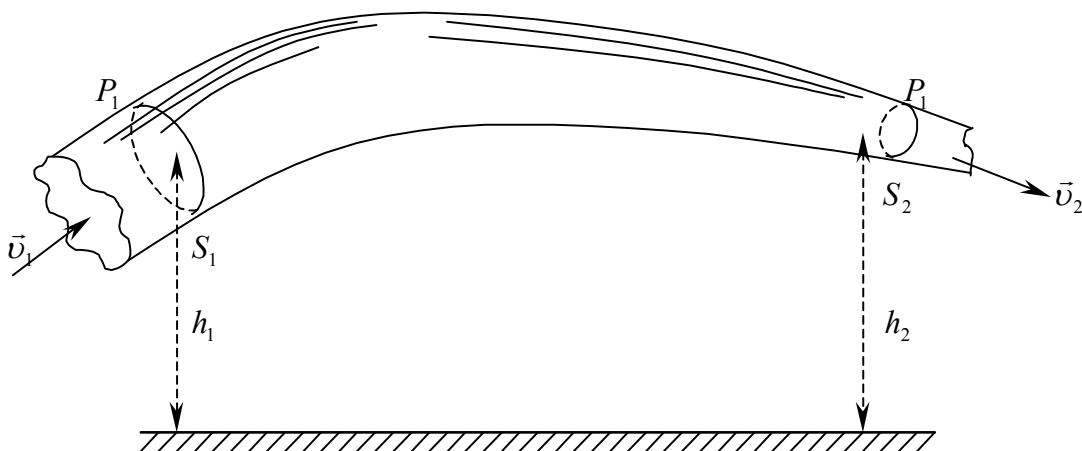
Реал суюқликлар ҳаракатининг қонунларини ўрганиш анча мураккаб бўлгани учун биз асосан ёпишқоқлик кучларини ҳисобга олмасдан, идеал суюқликнинг ҳаракатини қарайлик. Албатта, бу ҳолда суюқликларда мавжуд бўладиган ички ишқаланишнинг тик ва уринма кучларини чексиз кичик деб қараш мумкин. Бу ҳолда идеал суюқликдаги мавжуд бўлган

бирдан-бир куч – унинг тик йўналган босим кучидир. Бу босим кучи (p^*) суюқликнинг зичлиги билан аниқланади.

Суюқликнинг кўндаланг кесими турлича бўлган оқим найида оқиш жараёнини қараб чиқайлик. Маълумки, суюқлик оқимининг ҳеч ерда узилмаслиги, яъни унинг узлуксизлигидан суюқлик тезлигининг оқим найининг кўндаланг кесимига кўпайтмасининг ўзгармас эканлиги келиб чиқади. Бу эса маълум вақт оралиғида найнинг бир учидан оқиб кираётган суюқликнинг ҳажми унинг қарама-қарши томонидан оқиб чиқаётган суюқлик ҳажмига тенг бўлишини билдиради:

$$v_1 S_1 = v_2 S_2,$$

яъни Δt вақт оралиғида S_1 кесим орқали оқиб кираётган суюқликнинг тезлиги v_1 ва босими p_1 бўлса, ҳудуди шу вақт ичида S_2 кесимдан v_2 тезлик ва p_2 босимларда бир хил



суюқлик массаси оқиб ўтар экан.

Оғирлик кучи таъсирида рўй берувчи турғун ҳаракатни қараб чиқайлик. Бу ҳаракат учун энергиянинг сақланиш қонунини татбиқ этиш мумкин.

Оқим турғун бўлганлигидан, найнинг ажратиб олинган қисмларида энергия тўпланмайди ҳам, сарф бўлмайди ҳам. Демак, Δt вақт ичида S_1 кесим орқали узатилаётган энергия ҳудди шу вақтда S_2 кесим орқали узатилаётган энергияга тенг бўлиши керак. Бу ҳолда S_1 кесимдан оқиб ўтаётган m массали

суюқликнинг кинетик энергияси $m v_1^2/2$ ва потенциал энергияси mgh_1 бўлганидан, Δt вақт оралиғида оғирлик кучлари таъсирида S_1 кесим орқали узатиладиган энергия микдори $\frac{m v_1^2}{2} + mgh_1$ бўлади. Бундан ташқари орқадаги суюқлик қисми ўзининг олдидаги қисмини силжитиши учун $p_1 S_1$ кучнинг $v_1 \Delta t$ йўлга кўпайтмасига тенг бўлган иш бажаради. Шундай қилиб, Δt вақтда кўндаланг кесим орқали узатиладиган умумий энергия микдори қуйидагига тенг бўлади:

$$E = \frac{m v_1^2}{2} + mgh_1 + p_1 S_1 v_1 \Delta t$$

(1)

Найнинг ҳеч бир қисмида энергия тўпланмаганлиги ва сарф ҳам бўлмаганлиги сабабли, S_2 кесим орқали Δt вақтда узатиладиган энергия ҳам худди шундай қўшилувчилар йиғиндисиغا тенг бўлади.

Демак,

$$\frac{m v_1^2}{2} + mgh_1 + p_1 S_1 v_1 \Delta t = \frac{m v_2^2}{2} + mgh_2 + p_2 S_2 v_2 \Delta t \quad (2)$$

Оқимнинг узлуксизлик шартига мувофиқ Δt вақтда найга оқиб кираётган суюқлик ҳажми $S_1 v_1 \Delta t$ га, худди шу вақт ичида ундан оқиб чиқаётган суюқлик ҳажми $S_2 v_2 \Delta t$ га тенг. (2) нинг икки томонини бу тенг ҳажмларга бўлсак ва $(m/Sv\Delta t) = \rho$ суюқликнинг зичлиги эканлигини ҳисобга олсак, (2) ўрнига қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + P_1 + \rho gh_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + P_2 + \rho gh_2$$

ёки

$$\frac{\rho v^2}{2} + P + \rho gh = \text{const}$$

(3)

Бу тенглама Бернулли тенгламаси деб аталади. Бернулли тенгламасидан келиб чиқадиган ҳулосалардан бири шундай:

Оқим найининг ингичка қисмида суюқликнинг тезлиги бошқа қисмлардагига қараганда катта бўлади.

Суюқликнинг найларда оқиши. Пуазейль формуласи

Реал суюқликларда ҳаракат идеал суюқликлардагидан фарқи бўлиб, уларда ички ишқаланиш кучлари вужудга келади. Бундай суюқликларда ички ишқаланиш кучлари қатламларнинг ҳаракатига ва демак, ундаги жисмларнинг ҳаракатига ҳам, қаршилиқ кўрсатувчи куч сифатида намоён бўлади. Бу ҳодисани ўрганиш учун биз бирор суюқлик суртилган икки пластинкани олиб, устидаги пластинкани остидагисига нисбатан ҳаракатлантирайлик. Бунда уларга тегиб турган суюқлик қатламлари уларга ёпишади, қолган барча қатламлар эса бир-бирига нисбатан сирпаниб кўчади. Бу ҳолда пластинкалардан узоқда турган қатламларнинг сирпаниш тезлиги яқин турганларникидан катта бўлади. Қатламлар ҳаракатининг тезлигини ҳаракатга тик бўлган Z ўққа нисбатан қарайлик. Бу ҳолда ҳаракатнинг Z ўқи бўйича ўзгариш тезлиги

(тезлик градиенти) $\frac{d\bar{v}}{dz}$ бўлади. Агар координата z ни

орттириш билан қатламларнинг тезлиги бир текисда ортса, у ҳолда тезлик градиенти суюқликнинг барча массаси учун бир хил бўлади. Бир-биридан Δz узоқликда турган қатламларнинг тезликлари v_1 ва v_2 бўлса, у ҳолда тезлик градиенти $(v_2-v_1)/dz$ бўлади.

Суюқлик қатламлари орасида мавжуд бўлган ишқаланиш кучи F учун Ньютон қуйидаги қонуниятни аниқлади:

$$F = \eta \left| \frac{d\bar{v}}{dz} \right| S \quad (1)$$

бунда, η -суюқликнинг қовушоқлик коэффициенти; S -қатламлар юзаси; dv/dz катталиқ (тезлик градиенти) бир қатламдан

иккинчи қатламга ўтганда суюқлик қатламлари тезликларининг ўзгариш жадаллигини ифодалайди. Ишқаланиш кучи (F) икки «қўшни» қатламнинг тезроқ ҳаракатланаётганини тўхтатишга, секинроқ ҳаракатланаётганини эса тезлатишга интилади.

(1)га кўра η нинг СИ даги бирлиги қилиб шундай суюқликнинг қовушоқлиги олинадики, бунда тезлик градиенти

$$\frac{dv}{dz} = 1 \frac{m}{c \bullet m} = \frac{1}{c} \quad \text{бўлганда,} \quad \text{суюқликнинг} \quad \text{икки} \quad \text{«қўшни»}$$

қатламлари орасидаги $S=1 \text{ м}^2$ сиртида мавжуд бўлган ишқаланиш кучи 1 Н га тенг бўлади. Бу бирлик паскаль-секунд (Па•с) деб аталади.

Унча катта бўлмаган тезликларда суюқлик қатлам-қатлам бўлиб оқади. Бундай оқиш *ламинар оқим* дейилади. Ламинар оқишда суюқлик қатламлари най деворларидан қанча узоқ турса, бир-бирига нисбатан шунча каттароқ тезлик билан сирпанади (суюқликнинг ламинар оқишида най ичига юборилган бўёқли суюқлик аниқ чегараланган шаклда қолаверади). Тезлик ортиши билан суюқлик қатламларининг аралашиб оқиши вужудга келади. Бундай оқиш *турбулент оқим* дейилади. Бунда тоза ва бўялган суюқликлар орасидаги кескин чегара йўқолиб, найнинг ҳамма жойларида тартибсиз уярмавий ҳаракатлар юзага келади. Ламинар оқим турбулент оқимга айланиш пайтидаги тезлик *критик тезлик* деб аталади.

Техника тараққиётининг бугунги босқичида суюқликларнинг ҳар хил найлардаги ўртача тезликларини билиш катта амалий аҳамиятга эга. Тажрибаларда аниқланишича, ҳар хил диаметрли найларнинг кўндаланг кесим юзидан вақт билигида оқиб ўтадиган суюқлик миқдори M ўртача оқиш тезлиги v_y нинг кўндаланг кесими юзи S га кўпайтмасига тенг экан:

$$M = v_y \square S.$$

Француз олими Пуазейль (1841 й.) суюқликларнинг найларда оқиш тезликларини тажриба йўли билан ўрганиб, суюқликнинг най бўйлаб ўртача ламинар оқиш тезлиги най узунлик бирлигидаги босимнинг тушиши ҳамда най радиусининг квадратига тўғри мутаносиб ва қовушоқлик коэффициентига тесқари мутаносиб эканлигини аниқлади:

$$v_y = \frac{p_1 - p_2}{l} \cdot \frac{R^2}{8\eta}$$

(2)

Шунинг учун ҳам бу қонун *Пуазейль қонуни* деб аталади. Най учун $S = \pi R^2$ ва $M = v_y S$ эканлигини ҳисобга олиб Пуазейль қонунинг қуйдагича ёзиш мумкин:

$$M = \frac{p_1 - p_2}{l} \cdot \frac{\pi R^4}{8\eta}$$

(3)

Суюқлик ва газларда жисмларнинг ҳаракатига кўрсатиладиган қаршилик.

Реал суюқлик ёки газларда ишқаланиш кучлари мавжудлиги туфайли уларда ҳаракатланувчи жисмларга таъсир этувчи қаршилик кучлари пайдо бўлади. Бу кучларнинг миқдори асосан жисмнинг ҳаракат тезлигига боғлиқ бўлади. Стокс катта бўлмаган v тезликлар билан ҳаракатланувчи r радиусли шарсимон жисмларга муҳит томонидан таъсир этувчи қаршилик кучи F жисмнинг тезлиги ва ўлчамларига ҳамда муҳитнинг қовушоқлик коэффициенти η га тўғри мутаносиб эканлигини кўрсатди:

$$F = 6\pi\eta r v$$

(1)

(1) **Стокс формуласи** дейилади. Бу формуланинг амалий аҳамияти шундан иборатки, у жисмнинг қовушоқ муҳитда эркин тушиш тезланишини аниқлашда, ҳар хил зичликка эга бўлган муҳитларда томчи ёки кичик зарраларнинг радиусларини уларнинг бу муҳитларда эркин тушишини кузатиш орқали аниқлашда ва шу каби вазифаларни ҳал қилишда қўлланилади.

Катта тезликларда газ ва суюқликларнинг қаршилиги асосан уярма ҳосил қилиш учун иш бажарилиши натижасида юзага келади. Бу қаршилик *пешона қаршилик* деб аталиб, у Ньютон кашф қилган қонунга биноан *ҳаракат тезлигининг*

квадрати билан жисм ҳаракатига тик бўлган кўндаланг кесим юзасига мутаносибдир:

$$F = C_x \cdot \frac{\rho v^2}{2} S ,$$

(2)

бу ерда ρ -муҳитнинг зичлиги; C_x -пешона қаршилик коэффиценти бўлиб, унинг қиймати жисмнинг шаклига боғлиқ.

Тезликнинг кичик қийматларида қаршилик, Стокс формуласига мувофиқ, тезликнинг иккиламчи даражасига эмас, балки бирламчи даражасига мутаносиб бўлар экан. Товуш тезлигига яқин тезликларда бу боғланиш v^3 га, товуш тезлигидан жуда катта бўлган тезликларда яна v^2 га мутаносиб бўлар экан. Шундай қилиб, ҳар хил тезликларда ҳаракатланувчи суюқлик ва газлардаги турли шаклдаги жисмларга таъсир этувчи кучларни қарашда биз (2) формуладаги қаршилик коэффиценти C_x нинг муҳитнинг қовушоқлик коэффиценти (η), зичлиги (ρ) ва жисмнинг ҳаракат тезлиги (v) ҳамда ўлчам (l) нинг қандайдир функциясидан иборат дейишимиз ҳақиқатга яқин бўлади. Олиб борилган изланишлар C_x нинг фақат $\frac{\rho l v}{\eta}$ га боғлиқ

эканлигини кўрсатди:

$$C_x = f(Re), Re = \frac{\rho l v}{\eta} ,$$

(3)

(3) даги Re ўлчамсиз катталиқ бўлиб, *Рейнольдс сони* деб аталади. Муҳит қовушоқлик коэффицентининг унинг зичлигига нисбати η/ρ эса *кинематик қовушоқлик* деб аталади:

$$\frac{\eta}{\rho} = \nu ,$$

(4)

Амалда Рейнольдс сони қовушоқлик коэффиценти орқали эмас, балки кинематик қовушоқлик орқали ифодаланади:

$$Re = \frac{l v}{\nu},$$

(5)

Етарли даражали катта тезликларда ламинар оқишнинг бузилиши-ламинар оқишнинг беқарорлиги вужудга келади. Бунинг натижасида ҳаракат турбулент ҳаракатга айланади. Турбулент ҳаракатда суюқлик ёки газнинг гидродинамик хоссалари (тезлик, босим, газлар учун эса зичлик ва ҳарорат) тез ва тартибсиз ҳолда ўзгариб туради. Турбулент оқимга тоғ дарёларидаги сувнинг ҳаракати, тез сузувчи кеманинг орқасидаги сувнинг ҳаракати ҳамда қувурлардан тартибсиз чиқувчи тутунлар ва бошқалар мисол бўлади. Бундай ҳаракатларнинг ҳаммаси гидродинамик нотурғунлик юзага келувчи оқимларда содир бўлади. Турбулент оқимда суюқлик зарраларининг траекториялари най ықига параллел бўлмасдан, мураккаб эгри чизиқлардан иборат бўлади. Траекториялар вақт давомида турғун бўлмасдан, ўзгариб туради. Шундай қилиб, табиатан нотурғунлик, тезликнинг суюқликнинг асосий кўчма ҳаракат йўналишига тик бўлган ташкил этувчилари мавжудлиги турбулент оқимни ламинар оқимдан фарқлаб турувчи муҳим белгилар ҳисобланади.

Синов саволлари

1. Суюқлик ва газларнинг умумий хусусиятлари нималардан иборат?
2. Суюқликларнинг ҳаракат ва мувозанат тенгламалари қандай қиринишга эга?
3. Сиқилмайдиган суюқлик учун узлуксизлик тенгламасини маъноси нималардан иборат?
4. Бернулли тенгламасини келтириб чиқаринг ва тушунтириб беринг.

5. Тезлик градиенти нима?
6. Динамик қовушқоқлик коэффицентининг физик маъноси нима?
7. Қандай оқимларга ламинар ва турбулент оқимлар дейилади?

Адабиётлар.

1. Т.И. Трофимова. Курс физики. Москва. «Высшая школа», 1998 г. стр. 45-54.
2. А. Қосимов, Х. Жўрақулов, А. Сафаров. Физика курси. Тошкент. «Ўзбекистон», 1994 й. I том. Механика. 174-189 бетлар.
3. И.В. Савельев. Курс физики. Том I. Механика. Молекулярная физика. Москва. «Наука», 1989 г. стр. 131-152.
4. А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. Курс физики. Москва, «Высшая школа», 1989 г. стр. 36-38.
5. О. Ахмаджонов. Физика курси. Тошкент. «Ўқитувчи». I том. Механика ва молекуляр физика. 1987 й. 102-116 бетлар.
6. Р.Ф. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Москва. «Мир». 1977 й. Том VII. стр. 231-249.

13-майруза

Режа

Система (тизим) ҳолати. Система ҳолатини белгиловчи макроскопик параметрлар. Газ босими, ҳажми ва ҳарорати. Система ички энергияси. Жараён. Изожараёнлар. Идеал газ ҳолати

тенгламаси. Газлар кинетик
назариясининг босимга оид тенгламаси.

Системанинг ҳолати. Жараён.

Ҳар қандай система температураси, босими, ҳажми, ва шоказо параметрлари билан фарқ қилувчи турли хил ҳолатларда бўлиши мумкин. Системанинг ҳолатини характерлайдиган бундай катталиклар *ҳолат параметрлари* деб аталади.

Шундай қилиб, системанинг мувозанат ҳолати деб шундай ҳолатга айтиладики, бу ҳолатда системанинг барча параметрлари тайин бир қиматга эга бўлади ва бу қийматлар ташқи шароит ўзгармас экан, исталган узок вақт давомида ўзгармай қолаверади.

Ҳар қандай процесс, яъни системанинг бир ҳолатидан бошқа ҳолатга ўтиши система мувозанатининг бузилишига олиб келади. Бинобарин, системада бирор процесс юз бераётганда система мувозанатсиз ҳолатлардан бирин-кетин ўтади.

Мувозанат ҳолатларнинг узлуксиз кетма-кетлигидан иборат бўлган жараён *мувозанатли* жараён деб аталади. Айтилганлардан жуда секин ўтадиган жараёнгина мувозанатли жараён бўлади деган хулоса чиқади.

Системанинг ички энергияси.

Бирор жисм ички энергияси деб, шу жисмнинг энергиясидан бир бутун деб олинган шу жисмни кинетик энергияси билан жисмнинг ташқи кучлар майдонидаги потенциал энергиясини айириб ташлагандан қолган энергияга айтилади. Масалан, бирор газ массасининг ички энергиясини аниқлаган вақтда газнинг идиш билан биргаликда қиладиган ҳаракат энергияси ва газнинг ер тортилиш кучлари майдонида турганлиги натижасида эга бўладиган энергияси ҳисобга олинмаслиги керак.

Ички энергия система ҳолатининг функциясидир. Демак, система тайинли бир ҳолатга келиб қолган ҳар бир ҳолатда

унинг ички энергияси, системанинг олдинги ҳолатлари қандай бўлганидан қатъий назар, мазкур ҳолат учунгина хос бўлган қиймат қабул қилади. Бинобарин система бир ҳолатдан бошқа ҳолатга ўтишида унинг ички энергиясининг ўзгариши ички энергиянинг бу ҳолатлардаги қийматлари айрмасига ҳамиша тенг бўлиб, бир ҳолатдан бошқа ҳолатга ўтилган йўлга, яъни системанинг бир ҳолатидан бошқа ҳолатга ўтишига олиб келган жараёнларга ёки жараёнлар мажмуига боғлиқ эмас.

Идеал газ ҳолатининг тенгламаси.

Бирор газ массасининг ҳолати **P** босим, **V** ҳажм ва **T** температурадан иборат учта параметрнинг қийматлари билан аниқланади. Бу параметрлар бир-бирига қонуний равишда боғланганки улардан бирининг ўзгариши натижасида бошқалари ҳам ўзгаради. Айтилган боғланиш

$$F(P, V, T) = 0. \quad (1)$$

функция кўринишида ифодаланиши мумкин.

Бирор жисмнинг параметрлари орасидаги боғланишни ифодаловчи муносабат шу жисмнинг *ҳолат тенгламаси* деб аталади. Бинобарин (1) муносабат берилган газ массаси ҳолати тенгламасининг ошқормас кўринишидир.

Агар (1) тенгламани параметрларидан биронтасига, масалан **P** га нисбатан ечсак, ҳолат тенгламаси $P = f(V, T)$ кўринишига келади. Мактаб курсидан маълум бўлган Бойль-Мариотт ва Гей-Люссак қонунлари параметрлардан бири ўзгармас бўлган шароитдаги ҳолат тенгламаларини ифодалайди. Масалан, Бойль-Мариотт қонунига кўра, температура ўзгармаганда берилган газ массаси учун газнинг босими унинг ҳажмига тескари пропорционал равишда қуйдагича ёзиш мумкин. $PV = \text{const} \quad (T = \text{const})$.

Газнинг ўзгармас температурада бир ҳолатдан бошқа ҳолатга ўтиши изотермик процесс деб аталади. Гей-Люссак қонунига кўра босим ўзгармас бўлганда берилган газ массасининг ҳажми тепературага қараб чизиқли равишда ўзгаради.

$$V=V_0(1+\alpha t) \quad (P=\text{const})$$

Хажм ўзгармас бўлганда босим учун ҳам шунга ўхшаш боғланиши ўринли. $P=P_0(1+\alpha t)$ ($V=\text{const}$)

Бу тенгламаларда t-Цельский шкаласи бўйича ҳисобланган температура $V_0 - 0^0\text{C}$ даги ҳажм, $P_0 - 0^0\text{C}$ даги босим. Иккала тенгламада ҳам α коэффицент бир хил бўлиб, унинг қиймати $1/273$ 1/град. Ўзгармас босимда юз берадиган жараён «*изобарик жараён*» деб аталади. Ўзгармас ҳажмда юз берадиган жараён «*изохорик жараён*» деб аталади.

Абсолют шкаланинг таърифига биноан абсолют температура билан Цельсий шкаласи бўйича ҳисобланган температура ўртасида қуйидаги муносабат ўринлидир:

$$T = t + \frac{1}{\alpha} = t + 273,15$$

Бойль-Мариотт ва Гей-Люссакнинг тенгламаларини бирлаштириб, идеал газ ҳолатининг тенгламасини топиш мумкин. Бунинг учун (P,V) диаграммада параметрнинг қийматлари P_1, V_1, T_1 ва P_2, V_2, T_2 , бўлган иккита ихтиёрий, ҳолатни оламиз. 1-1' изотермадан ва 1'-2 изохорадан иборат бўлган 1 дан 2 га ўтиш процессини кўриб чиқамиз. Равшанки, 1' ҳолатнинг температураси 1 ҳолатнинг температурасига тенг бўлади. 1' ҳажм 2 ҳолатидаги ҳажмга тенг. P' босим, умуман айтганда, p_1 ва p_2 босимлардан фарқ қилади. 1 ва 1' ҳолатлар айна бир изотермада ётади. Шунинг учун Бойль-Мариотт қонунига мувофиқ равишда $P_1V_1=P'V_2$ 1' ва 2 ҳолатларда айна бир изохорада ётади.

Биобарин, Шарль қонунига мувофиқ:

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}$$

Бу тенгламаларда p_1 ни йўқотиб, қуйидаги тенгламани топамиз:

$$\frac{p_1V_1}{T_1} = \frac{p_2V_2}{T_2}$$

1 ва 2 ҳолатлар мутлақо ихтиёрий равишда танлаб олинганлиги учун, ҳар қандай ҳолатда ҳам:

$$\frac{pV}{T} = B$$

бўлади деб таъкидлаш мумкин, бу ерда В-берилган газ массаси учун ўзгармас бўлган катталиқдир.

Авагадро кашф қилган қонунга асосан бир хил шароитда (*яъни бир хил температурада ва бир хил босимда*) барча газларнинг бир моли бир хил ҳажмга эга бўлади. Жумладан нормал шароит деб аталувчи шароитда, яъни 0°C ва 1 атм босимда ҳар қандай газнинг бир молининг ҳажми $22,4 \text{ м}^3/\text{моль}$ га тенг. Бундан газ миқдори бир молга тенг бўлганда В катталиқ барча газлар учун бир хил бўлади, деган хулоса чиқади. В катталиқнинг бир молга тўғри келадиган қийматини R ҳарфи билан, молнинг ҳажмини V_m билан белгилаб, тенгламани қуйдагича ёзиш мумкин.

$$\frac{pV_m}{T} = R$$

Бу тенглама *Клапейрон тенгламаси* деб аталади. Бу тенглама идеал газ молининг параметрларини бир-бири билан боғлайди ва демак у идеал газ ҳолати тенгламасининг ўзгинасидир.

Бу тенглама одатда $pV_m = RT$ кўринишда ёзилади R катталиқ *универсал газ доимийси* деб аталади.

Бир молга тегишли тенгламадан ҳар қандай m массали газга тегишли тенгламага ўтиш осон, бунинг учун бир хил босим ва бир хил температурада газнинг ν моли бир молиниқига қараганда ν марта ортиқ ҳажм эгаллашни эътиборга олиш керак: $V = \nu V_m$ ни $\nu = m/\mu$ га кўпайтириб ва νV_m ўрнига V ни қўйиб, қуйидаги тенгламани топамиз.

$$pV = \frac{m}{\mu} RT,$$

бу ерда m -газ массаси, μ -молнинг массаси. Бу тенглама ҳар қандай m массали идеал газ ҳолатининг тенгламасидир.

Газлар кинетик назариясининг босимга оид тенгламаси.

Идиш деворига келиб урилганида молекула деворга импульс беради, бу импульснинг сон қиймати молекула импульснинг ўзгаришига тенг.

Девор сиртининг ҳар бир ΔS элементи кўп миқдордаги молекулалар муттасил равишда бомбардимон қилиб туради. Бунинг натижасида ΔS элемент Δt вақт ичида ΔS га нормал бўйича йўналган ΔK йигинди импульс олади. Механикадан маълумки, ΔK нинг Δt га нисбати ΔS юзага таъсир этувчи кучга, бу кучнинг ΔS га нисбати эса P босимга тенг.

Молекулалар тезликлар бўйича бирор тарзда тақсимланган деб фараз қилиб, молекулаларнинг идиш деворига берадиган зарбалари сонини аниқлаймиз. Тезлигининг қиймати v_i бўлган молекулалар орасида турли хил йўналишларда ҳаракат қилувчи молекулалар бор. Шунинг учун соддароқ қилиб деворнинг ΔS элементига қараган йўналиш бўйича бундай молекулаларнинг $1/6$ қисми ҳаракат қилади, деб ҳисоблаш мумкин.

Бинобарин, тезлиги v_i бўлган молекулалардан Δt вақт ичида

ΔS элементга $\Delta N_i = \frac{1}{6} n_i v_i \Delta S \Delta t$ дона молекула етиб

боради, бу ерда n_i -ҳажм бирлигидаги молекулалар сони.

Тезликлари ҳар қандай бўлган молекулалар берадиган зарбаларнинг тўлиқ сони:

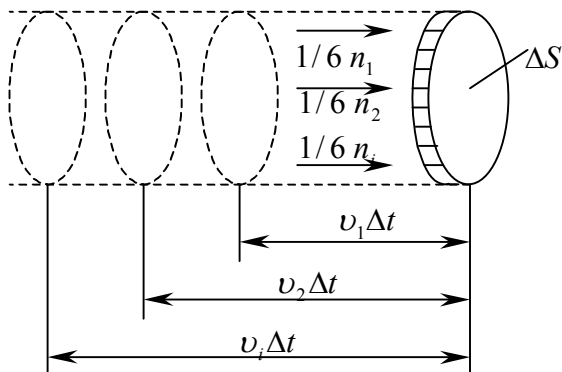
$$\Delta N = \sum \Delta N_i = \frac{1}{6} \Delta S \Delta t \sum n_i v_i \text{ га}$$

мувофиқ равишда $\sum n_i v_i$ ни $n\bar{v}$ билан алмаштириб, бирлик юзга вақт бирлиги ичида бериладиган зарбларни қуйидагича ифодаalayмиз:

$$\frac{\Delta N}{\Delta S \Delta t} = \frac{1}{6} n \bar{v}.$$

Бу ифода биз олдин топган ифодадан фақат шу билан фарқ қиладики, унда ҳамма молекулалар учун бир хил бўлган v тезлик ўрнида молекулаларнинг ўртача $\bar{v}$ тезлиги қатнашади.

ΔN_i молекулалардан ҳар бири деворга урилганида унга $2mv_i$ -га тенг импульс беради. У ҳолда молекулаларнинг Δt вақт ичида ΔS элементга берадиган натижавий импульси қуйидагига тенг:



$$\Delta K = \sum 2mv_i \Delta N_i = \sum 2m$$

Босимни топиш учун ΔK ни ΔS ва Δt га бўлиш керак.

$$P = \frac{2}{3} \sum n_i \frac{mv_i^2}{2} = \frac{2}{3} \sum n$$

бу ерда $\varepsilon_i = mv_i^2 / 2$ -тезлиги v_i бўлган молекула илгариланма ҳаракатининг кинетик энергияси. Мувофиқ равишда $\sum n_i \varepsilon_i$ ни $n\bar{\varepsilon}$ билан алмаштириб p босимни топамиз.

$$p = \frac{2}{3} n \bar{\varepsilon} = \frac{2}{3} n \frac{m \bar{v}^2}{2}$$

(1)

Газларнинг кинетик назариясида (1) тенглама асосий тенглама ҳисобланади. Бу тенгламага асосан, босим ҳажм бирлигидаги молекулалар илгариланма ҳаракати кинетик энергиясининг учдан икки қисмига тенг.

(1) дан шу нарса кўринадики, n ўзгармас бўлганда (яъни берилган газ массасининг ҳажми ўзгармас бўлганда) босим молекула илгариланма ҳаракатининг ўртача $\bar{\epsilon}$ кинетик энергиясига пропорционалдир.

Шу билан бирга идеал газ шкаласи бўйича ўлчанган T температура идеал газнинг ҳажм ўзгармас бўлгандаги босимига пропорционал катталиқ сифатида аниқланади. Бундан T температура $\bar{\epsilon}$ га пропорционал деган хулоса чиқади. T абсолют температура билан $\bar{\epsilon}$ орасидаги пропорционаллик коэффициентини топиш учун (1) тенгламани идеал газ ҳолатининг тенгламаси билан таққослаймиз. Бунинг учун (1) тенгламани молнинг V_m ҳажмига кўпайтирамиз:

$$PV_m = \frac{2}{3}(nV_m)\bar{\epsilon}$$

Ҳажм бирлигидаги молекулалар сонининг бир киломолнинг ҳажмига кўпайтмаси Авагадро сонига тенг эканлигини ҳисобга олиб, охириги ёзилган тенгликни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$PV_{km} = \frac{2}{3}N_A\bar{\epsilon}$$

бу тенгламани бир моль идеал газнинг $pV_m = RT$ ҳолат тенгламаси билан таққослаб, қуйидаги хулосага келамиз:

$$\frac{2}{3}N_A\bar{\epsilon} = RT \quad \text{бундан} \quad \bar{\epsilon} = \frac{2}{3}kT$$

бу тенгламада *Больцман доимийси* деб аталадиган R/N_A катталиқ k ҳарфи билан белгиланган. Унинг қиймати.

$$k = \frac{R}{N_A} = \frac{8,31 \cdot 10^3}{6,02 \cdot 10^{26}} = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{ж}}{\text{град}} = 1,38 \cdot 10^{-16} \frac{\text{эрг}}{\text{град}}$$

Идеал газ ҳолатининг тенгламасидан R ўрнига $N_A k$ қўйиб ва N_A/V_m нисбатнинг n га тенг эканлигини ҳисобга олиб, босим учун қуйидаги муҳим формулани топиш мумкин:

$$P = nkT$$

Агар ҳар хил газдан иборат аралашма олсак, ундаги массалари ҳар хил бўлган молекулаларнинг ўртача тезлиги ҳар хил бўлсада, бироқ молекулаларнинг ўртача энергияси айти бир хил бўлади. Бу шолда босим қуйидагига тенг бўлади:

$$P = nkT = (n_1 + n_2 + \dots)kT$$

бу ерда n_1 n_2 ва ҳоказолар ҳажм бирлигидаги биринчи, иккинчи ва ҳоказо навли молекулаларнинг миқдорини билдиради. Ифодани

$$P = n_1 kT + n_2 kT + \dots$$

кўринишида тасвирлаш мумкин. Лекин $n_1 kT$ ифода-идишда фақат биринчи навли молекулалар бўлганда юзага келадиган P_1 босим, $n_2 kT$ ифода-идишда фақат иккинчи навли молекулалар юзага келадиган P_2 босим ва ҳоказо. Идишда бирор навли молекулаларнинг фақат ўзлари аралашмадагича миқдорда бўлганда юзага келадиган босим газ аралашмасининг тегишли компонентасининг *парциал босими* деб аталади. Парциал босим тушунчасини киритиб қуйидаги тенгликни ёзиш мумкин:

$$P = P_1 + P_2 + \dots = \sum P_i$$

Шундай қилиб, биз Дальтон қонунини топдик, бу қонунга биноан: *идеал газлар аралашмасининг босими шу аралашмадаги газлар парциал босимларининг йигиндисига тенг.*

Энергиянинг молекула эркинлик даражалари бўйича текис тақсимланиши.

Молекула ўртача энергиясининг формуласи:

$$\overline{\varepsilon} = \frac{3}{2} kT$$

(1)

ифодаси **молекуланинг** **илгариланма** **ҳаракати**
энергиясинигина **ҳисобга** **олади.** **Лекин** **молекула**
илгариланма ҳаракат қилиши билан бир қаторда айланиши

ва унинг таркибидаги атомлар тебранма ҳаракат қилиши мумкин. Ҳаракатнинг бу иккала турига энергиянинг бирор қиймати тўғри келади. Бу энергия қиймати молекуланинг эркинлик даражалари бўйича энергиянинг текис тақсимланиши тўғрисидаги қонунга асосан аниқланади: бу қонун статистик физикада аниқланади.

Ҳаракат турларининг ҳеч бири бошқаларидан афзал эмас ва бинобарин, эркинлик даражаларидан ихтиёрий биттасига, яъни илгариланма, айланма ва тебранма эркинлик даражаларидан ихтиёрий биттасига ўрта ҳисобда бир хил ва $kT/2$ га тенг энергия (аниқроқ айтганда, кинетик энергия) тўғри келиши керак деб фараз қилиш табиийдир. Бу даъво молекуланинг эркинлик даражалари бўйича энергиянинг текис тақсимланиши тўғрисидаги қонуннинг мазмунидан иборат.

Энергиянинг текис тақсимланиши тўғрисидаги қонунга асосан, молекула қанчалик мураккаб, унинг эркинлик даражалари қанча кўп бўлса, бу молекула энергиясининг $\bar{\varepsilon}$ ўрта қиймати (ўша температурада) шунча кўпроқ бўлади. $\bar{\varepsilon}$ ни аниқлашда молекуланинг тебранма эркинлик даражасининг энергетик сифими илгариланма ёки айланма эркинлик даражасиникига қараганда икки марта катта бўлиши лозим эканлигини ҳисобга олиш керак. Бунинг сабаби шундаки, молекуланинг илгариланма ва айланма ҳаракатида фақат кинетик энергия бор бўлса, тебранма ҳаракатда кинетик энергия ҳам, потенциал энергия ҳам бўлади: шу билан бирга, гармоник осцилляторда кинетик ва потенциал энергиянинг ўрта қиймати бир хил бўлар экан. Шу сабабдан ҳар бир тебранма эркинлик даражасига ўрта ҳисобда бири кинетик энергия тарзидаги ва яна бири потенциал энергия тарзидаги иккита $kT/2$ тўғри келиши керак.

Шундай қилиб, молекуланинг ўртача энергияси қуйидагига тенг бўлиши керак:

$$\varepsilon = \frac{i}{2} kT$$

(2)

бу ерда, i -молекуланинг илгариланма, айланма ва иккиланган тебранма эркинлик даражалари сонларининг йиғиндиси:

$$i = n_{илг} + n_{айл} + n_{теб}$$

(3)

Атомлари орасидаги боғланиши қаттиқ бўлган молекулаларда i нинг қиймати молекуланинг эркинлик даражалари сони билан бир хил бўлади.

Идеал газнинг ички энергияси.

Идеал газ молекулалари бир-бири билан олисдан ўзаро таъсирлашмаганлиги сабабли бундай газнинг ички энергияси айрим молекулалар энергияларининг йиғиндисига тенг бўлади. Бинобарин, бир моль идеал газнинг ички энергияси Авагадро сони билан битта молекуланинг ўртача энергияси кўпайтмасига тенг бўлади:

$$U_m = N_A \bar{\varepsilon} = \frac{1}{2} N_A kT = \frac{1}{2} kT$$

(1)

Ихтиёрий m массали газнинг ички энергияси бир молнинг ички энергияси билан m массадаги моллар сонининг кўпайтмасига тенг бўлади.

$$U = \frac{m}{\mu} U_m = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} kT$$

(2)

Синов саволлари.

1. Қандай термодинамик параметрларни биласиз?
2. Молекуляр кинетик назариясининг моҳияти нимадан иборат?
3. Газ босими ва термодинамик температуранинг молекуляр кинетик талқини нимадан иборат?

4. Газлар молекуляр кинетик назарияси асосий тенгламасининг мазмуни нимадан иборат?
5. Молекулаларнинг эркинлик даража сони нима?
6. Эркинлик даражалар бўйича энергия тақсимотини тушунтиринг.
7. Ички энергия нима?

Адабиётлар.

53. Т.И. Трофимова. Курс физики. Москва. «Высшая школа», 1998 г. стр. 65-70.
54. И.В. Савельев. Курс физики. Том I. Механика. Молекулярная физика. Москва. «Наука», 1989 г. стр. 207-226.
55. А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. Курс физики. Москва, «Высшая школа», 1989 г. стр. 88-99.
56. О. Ахмаджонов. Физика курси. Тошкент. «Ўқитувчи». I том. Механика ва молекуляр физика. 1987 й. 138-152 бетлар.
57. Р.Ф. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Москва. «Мир». 1977 й. Том III-IV. стр. 239-259.

14-маъруза

Режа

Газ молекулаларининг тезликлар бўйича тақсимланиши. Максвелл тақсимот функцияси. Газ молекулаларининг энергия бўйича тақсимоти. Оғирлик майдонидаги газ молекулаларининг тақсимоти. Барометрик формула. Больцман тақсимоти. Энергиянинг молекула эркинлик даражалари бўйича текис тақсимланиши. Идеал газнинг ички энергияси.

Газ молекулаларининг тезликлар бўйича тақсимланиши.

Газ молекулалари жуда хилма хил тезликлар билан ҳаракат қилади. Алоҳида олинган ҳар бир молекула тезлиги ҳам катталиги жиҳатидан ҳам йўналиши жиҳатидан молекулаларнинг бир-бирига тўқнашуви туфайли муттасил ўзгариб туради.

Ҳаракатнинг барча йўналишлари тенг эҳтимолли бўлгани учун молекулалар йўналишлари бўйича бир текис тақсимланади, ҳар қандай ориентирланган, лекин катталиги ўзгармас бўлган $\Delta\sigma$ фазовий бурчак ичида ҳар бир пайтда ўрта ҳисобда бир хил $\Delta N_0\phi$ сондаги молекулаларнинг ҳаракати йўналиши ётади.

Молекулалар тезлигининг v -сон қийматига келганда аҳвол бошқачарок, v нинг нолдан чексизликгача бўлган соҳадаги мумкин бўлган қийматлари бир хил эҳтимоллик билан учрамайди.

Газнинг айнан бир хил шароитларда (P ва T лари бир хил) турган бир нечта порциясини олсак, улардаги молекулаларнинг тезликлари бўйича тақсимооти ҳам айнан бир хил бўлади. Лекин нуқталарнинг v ўқида тақсимланиши характери бир хил бўлгани ҳолда, уларнинг зичлиги молекулаларнинг текшириладиган N сонига пропорционал бўлади ва бинобарин, газнинг ҳар хил порциялари учун ҳар хил бўлади. Исталган миқдордаги газ учун қуйидаги муносабат ўринли бўлади;

$$f(v) = \frac{\rho(v)}{N} = \frac{1}{N} \frac{\Delta N_v}{\Delta v}$$

(1)

Шу тарзда аниқланган $f(v)$ функция газ молекулаларнинг тезликлари бўйича тақсимланишини характерлайди ва тақсимот функцияси деб аталади. $f(v)$ функциянинг шаклини бўлган ҳолда берилган N дона молекуладан тезликлари Δv интервал ичига тушадиган молекулалар сонини, яъни тезликларининг қиймати v дан $v + \Delta v$ гача соҳада ётадиган молекулаларнинг ΔN_v сонини топиш мумкин;

$$\text{Қуйидаги} \quad \Delta N_v = N f(v) \Delta v \quad (2)$$

$$\frac{\Delta N_v}{N} = f(v) \Delta v \quad (3)$$

нисбат молекуланинг тезлиги тезликларнинг берилган Δv интервали (v билан $v + \Delta v$ орасида ётадиган интервали) ичидаги қийматларига эга бўлиши эҳтимолини кўрсатади.

Тақсимот функциясини назарий йўл билан Максвелл топган бўлиб, бу функция унинг номи билан аталади. Бу функциянинг кўриниши қуйидагича;

$$f(v) = A e^{\frac{mv^2}{2kT}} v^2 \quad (4)$$

бу ерда A - v га боғлиқ бўлмаган кўпайтувчи, m -молекулаларнинг массаси, k -Больцман доимийси.

Ҳисоблаш натижасида A нинг қиймати $4\pi\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2}$ га тенг эканлиги аниқланган. Шундай қилиб Максвелл тақсимот функциясининг кўриниши қуйидагича экан;

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2$$

(5)

Молекулаларнинг тезликлари бўйича олинган.

$$dN_v = N 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2 dv$$

(6)

тақсимотига асосланиб туриб, молекулаларнинг илгариланма ҳаракат кинетик энергияси қийматлари бўйича тақсимланишини топиш мумкин. Бунинг учун v ўзгарувчидан $mv^2/2$ га тенг бўлган $\mathcal{E}$ ўзгарувчига ўтиш керак. (6) да

$v = \sqrt{\frac{2\mathcal{E}}{m}}$ ва $dv = \frac{1}{\sqrt{2m\mathcal{E}}} d\mathcal{E}$ алмаштиришлар киритиб қуйидагини топамиз;

$$dN_{\mathcal{E}} = N \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{(kT)^{3/2}} e^{-\frac{\mathcal{E}}{kT}} \sqrt{\mathcal{E}} d\mathcal{E} \quad (7)$$

бу ерда $dN_{\mathcal{E}}$ -энергиясининг қиймати $\mathcal{E}$ дан $\mathcal{E}+d\mathcal{E}$ гача ораликда ётган молекулалар сони.

Шундай қилиб, молекулаларнинг $\mathcal{E}$ қийматлари бўйича тақсимланиши;

$$f(\varepsilon) = A' e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} \sqrt{\varepsilon}$$

(8)

функция билан характерланади, бу ерда A' -нормаловчи кўпайтувчи бўлиб, у

$$\frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \text{ га тенг.}$$

Барометрик формула.

Бирор h баландликдаги атмосфера босими газнинг шу баландликдан юқорида ётувчи қатламларининг оғирлиги таъсирида юзага келади.

h баландликдаги босимни p ҳарфи билан белгилайлик. У ҳолда $h+dh$ баландликда босим $p+dp$ бўлади, лекин dh нолдан катта босим, у ҳолда dp нолдан кичик бўлади, чунки атмосферанинг юқорида ётган қатламларининг оғирлиги ва бинобарин, босими баландликка кўтарилган сари камаёди. p ва pdp босимлар орасидаги айирма асосининг юзи бирга тенг ва баландлиги dh бўлган цилиндр ҳажми ичидаги газ оғирлигига тенг;

$$p - (p+dp) = \rho g dh$$

бу ерда ρ - h баландликдаги газнинг зичлиги, бундан;

$$dp = -\rho g dh \quad (1)$$

Ҳолат тенгламасидан фойдаланиб, газ зичлигини босими ва температураси орқали ифодалаш мумкин. Юқорида айтиб ўтганимиздек, нормал шароитга яқин шароитларда атмосфера таркибидаги газларнинг хоссалари идеал газ хоссаларидан жуда кам фарқ қилади. Шунинг учун бу тенгламани m/v га нисбатан ечиб, ρ зичлигини топамиз;

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{p \mu}{RT}$$

(2)

ρ нинг бу ифодасини (1) га қўйиб, dp ни топамиз;

$$dp = - \frac{p \mu g}{RT} dh$$

бундан

$$\frac{dp}{p} = - \frac{\mu g}{RT} dh$$

(3)

Т температура h нинг бирор функцияси бўлади. Агар бу функциянинг кўриниши маълум бўлса (3) тенгламани ечиб (интеграллаб), p ни h нинг функцияси сифатида топиш мумкин.

Температура ўзгармас бўлган хол учун (3) ни интегралласак, қуйидагига эга бўламиз;

$$\ln p = - \frac{\mu gh}{RT} + \ln C$$

бу ерда C -ўзгармас катталик (интеграллаш доимийси бу ерда $\ln C$ деб ифодалаш қулай) топилган ифодани потенциаллаб, p ни топамиз;

$$p = C e^{-\frac{\mu gh}{RT}} \quad \text{Бунга} \quad h=0 \text{ ни}$$

қўйсак,

$$p_0 = C$$

эканини топамиз, бу P_0 босим $h=0$ баландликдаги босимни билдиради.

Шундай қилиб биз температура ўзгармайди, деб қилган фаразimiz асосида босим билан баландлик орасидаги боғланиш учун қуйидаги формулани топдик;

$$p = p_0 e^{-\frac{\mu gh}{RT}} \quad (4)$$

Бу формула *барометрик формула* деб аталади. Бундан газ қанча оғир (μ қанча катта) ва температура қанча паст бўлса, баландлик ортиши билан босим шунчалик тез камаяди деган хулоса чиқади.

Больцман тақсимои.

Барометрик формулада p босимни nkT билан алмаштириб ҳажм бирлигидаги молекулалар сонининг баландликка қараб ўзгариш қонунини топамиз;

$$n = n_0 e^{-\frac{\mu gh}{RT}}$$

бу ерда n_0 -баландлиги нолга тенг бўлган жойда ҳажм бирлигидаги молекулалар сони.

Топилган бу ифодани ўзгартириш мумкин, бунинг учун μ/R нисбатни унга тенг бўлган m/k нисбатга алмаштириш керак, бу ерда m -битта молекуланинг массаси k - Больцман доимийси;

$$n = n_0 e^{-\frac{mgh}{kT}}$$

(1)

(1) дан келиб чиқадики, температура пасайиши билан нолдан фарқли баландликдаги зарралар сони камая бориб, $T=0$ бўлганда бу зарралар сони 0 га айланади. Абсолют ноль температурада барча молекулалар Ер сиртига тушиб қолган бўлар эди. Юқори температураларда, аксинча, молекулалар сони (n) баландликка қараб секинроқ камаяди, натижада молекулалар баландлик бўйича деярли текис тақсимланади.

Бу фактнинг физикавий сабаби жуда оддий молекулаларнинг баландлик бўйича ҳар бир конкрет тақсимои иккита тенденция таъсири натижасида қарор топади.

- 1) молекулаларнинг mg куч билан характерланадиган ерга тортилиши уларни Ер сиртига туширишга интилади
- 2) kT катталики билан характерланувчи иссиқлик ҳаракати молекулаларни барча баландликлар бўйлаб текис сочиб юборишга интилади m қанча катта ва T қанча кичик бўлса, биринчи тенденция кучлироқ таъсир кўрсатади ва молекулалар ер юзига яқинроқ жойда тўпланишади. $T=0$ бўлган пиравард ҳолатда иссиқлик ҳаракати бутунлай тўхтади ва молекулалар ернинг тортиш кучи таъсири остида ер юзига жойлашади. Температура юқори бўлганда иссиқлик

ҳаракати устунлик қилади ва молекулаларнинг зичлиги баландликка кўтариш билан сари секин камая боради.

Ҳар хил баландликда молекула ҳар хил потенциал энергия зонасига эга бўлади;

$$\varepsilon_p = mgh \quad (2)$$

Бинобарин, молекулаларнинг баландлик бўйича тақсимотини кўрсатувчи (1) формула уларнинг потенциал энергия қийматлари бўйича тақсимотини ҳам ифода қилади. (2) ни ҳисобга олиб, (1) формулани қуйидагича ёзиш мумкин;

$$n = n_0 e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}$$

(3)

бу ерда n_0 - молекуланинг потенциал энергияси нолга тенг бўлган жойда олинган бирлик ҳажмдаги молекулалар сони, n - фазонинг молекулалар потенциал энергияси ε_p га тенг бўлган нуқталардаги ҳажм бирлигидаги бор бўлган молекулалар сони.

(3) тақсимот *Больцман тақсимоти* деб аталади. (3) тақсимотларни битта Максвелл-Больцман қонуни қилиб бирлаштириш мумкин, бу қонунга мувофиқ тезликларни v билан $v+dv$ орасида ётадиган молекулаларнинг ҳажм бирлиги ичидаги сони қуйидагига тенг;

$$dn_v = n_0 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\varepsilon_p + \frac{mv^2}{2}}{kT}} v^2 dv - e^{-\frac{E}{kT}} v^2 dv$$

(5)

бу ерда n_0 сон $-\varepsilon_p=0$ бўладиган нуқтада олинган ҳажм бирлигидаги молекулалар сони, E - молекуланинг тўлиқ энергияси бўлиб унинг кинетик ва потенциал энергиялари йиғиндисига тенг. (5) ни v бўйича 0 дан ∞ гача интегралласак, (3) тақсимот қонуни билан бир хил бўлган қуйидаги ифода ҳосил бўлади;

$$n = n_0 e^{-\frac{\varepsilon_p}{kT}}$$

Синов саволлари.

1. Молекулаларнинг тезликлари ва энергиялар бўйича тақсимои функциялари ифодасини келтириб чиқаринг.
2. Молекулаларнинг тезликлар ва энергиялар бўйича тақсимои функцияларининг физик маъноси нима?
3. Қандай тезликларга ўрта квадратик, арифметик ва энг эҳтимоли тезликлар дейилади?
4. Қандай тажрибалар ёрдамида молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимои ўрганилган?
5. Атмосфера босимининг баландлик бўйича ўзгариши қандай ифодаланади?
6. Ташқи потенциал майдонда газ молекулалари қандай тақсимои ёрдамида ифодаланади?

Адабиётлар.

58. Т.И. Трофимова. Курс физики. Москва. «Высшая школа», 1998 г. стр. 68-73.
59. И.В. Савельев. Курс физики. Том I. Механика. Молекулярная физика. Москва. «Наука», 1989 г. стр. 250-269
60. А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. Курс физики. Москва, «Высшая школа», 1989 г. стр. 106-113.
61. О. Ахмаджонов. Физика курси. Тошкент. «Ўқитувчи». I том. Механика ва молекуляр физика. 1987 й. 182-192 бетлар.

62. Р.Ф. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Москва. «Мир». 1977 й. Том III-IV. стр. 259-275.

15-маъруза

Режа

Термодинамика асослари. Мувозанатли ҳолат ва қайтувчан жараён. Айланма жараён (цикл). Термодинамиканинг биринчи асоси (қонуни). Газ ҳажми ўзгарганда бажарилган иш. Жисмининг иссиқлик сиғими. Солиштирма ва моляр иссиқлик сиғимлари. Ўзгармас ҳажм ва босимдаги иссиқлик сиғимлари. Универсал газ доимийсининг физик маъноси. Термодинамика биринчи қонунининг изожараёнларга тадбиқи. Адиабатик жараён.

Термодинамика асослари.

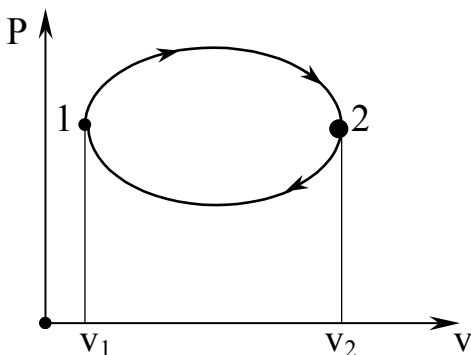
Термодинамиканинг дастлабки иккита қонуни унинг асосини ташкил қилади. Биринчи қонуни энергиянинг бир турдан бошқа турга айланиши ўринли бўладиган миқдорий муносабатларини аниқлайди. Иккинчи қонуни эса энергиянинг бу айланишлари мумкин бўладиган шароитларини, яъни жараёнлар қандай йўналишда юз бериши мумкинлигини аниқлайди.

Термодинамикада мувозанатли ҳолат ва қайтувчан жараён тушунчалари катта роль ўйнайди.

Қайтувчан жараён деб шундай жараёнга айтиладики, бу жараён тескари йўналишда юз берганда система жараённинг

тўғри йўналишида ўтган ҳолатлардан энди фақат тескари тартибда ўтади.

Айланма жараён (ёки цикл) деб шундай жараёнга айтиладики, бу жараёнда система бир қатор ўзгаришлардан кейин бошланғич ҳолатига қайтиб келади. Графикда цикл ёпиқ эгри чизик билан тасвирланади. Айланма жараёнда бажариладиган иш сон жиҳатдан эгри чизик ўраб олган юзага тенг.



2-1 қисмдаги иш манфий бўлиб, чапга оғдириб чизилган штрих билан белгиланган юзага сон жиҳатидан тенг. Бинобарин, бир цикл давомида бажариладиган иш сон жиҳатидан эгри чизик ўраб олган юзага тенг бўлиб, тўғри циклда бажарилган ишнинг (яъни соат стрелкаси

йўналиши бўйича юз бераётган циклда) ишораси мусбат, тескари циклда эса манфий бўлади.

Циклни бажариб бўлгандан кейин система дастлабки ҳолатига қайтиб келади. Шунинг учун ҳолатнинг ҳар қандай функцияси, жумладан ички энергия циклнинг боши ва охирида бир хил қийматга эга бўлади.

Термодинамиканинг биринчи асоси.

Ички энергия асосан турлича бўлган икки жараён ҳисобига, яъни жисм устида A' иш бажариш ва жисмга Q иссиқлик миқдори бериш ҳисобига ўзгариши мумкин.

Бир жисмнинг иккинчи жисмга узатган энергия миқдори жисмларнинг бир-бири устида бажарган A иши билан аниқлангани каби, бир жисмнинг иккинчи жисмга иссиқлик узатиш йўли билан берган энергияси миқдори бир жисмнинг иккинчи жисмга берган Q иссиқлик миқдори билан аниқланади. Шундай қилиб, система ички энергиясининг ортирмаси система устида бажарилган A' иш

билан системага берилган Q иссиқлик миқдори йиғиндисига тенг бўлиши керак:

$$U_2 - U_1 = Q + A' \quad (1)$$

бу ерда U_1 ва U_2 -система ички энергиясининг олдинги ва кейинги қийматлари. Одатда ташқи жисмларнинг система устида бажарадиган A' иши ўрнига системанинг ташқи жисмлар устида бажарадиган A иши (бу иш- A' га тенг) текширилади. (1) тенгламада A' ўрнига $-A$ қўйиб ва уни Q га нисбатан ечиб, бу тенгламани қуйидаги кўринишга келтириш мумкин:

$$Q = U_2 - U_1 + A \quad (2)$$

(2) тенглама энергиянинг сақланиш қонунини ифодалайди ва у термодинамиканинг биринчи қонуни (асоси)нинг мазмунидан иборат. Уни сўз билан бундай айтиш мумкин: *системага берилган иссиқлик миқдори системанинг ички энергиясини оширишга ва системанинг ташқи жисмлар устида иш бажаришга сарфланади.*

Система бажарган ишни ёки система олган иссиқлик миқдорини ҳисоблашда одатда текшириляётган жараён бир қатор элементар жараёнларга ажраттиладики, бу жараёнларнинг ҳар бир система параметрларининг жуда кичик (пировардида-чексиз кичик) ўзгаришига мос келади. Элементар жараён учун, (2) тенглама

$$\Delta Q' = \Delta U + \Delta A' \quad (3)$$

кўринишда бўлади, бу ерда $\Delta Q'$ -иссиқликнинг элементар миқдори, $\Delta A'$ -элементар иш ва ΔU -система ички энергиясининг мана шу элементар жараён давомидаги ортирмаси.

Ҳисоблаш учун тенгламада дифференциалларга ўтилади. Унда термодинамика биринчи асосининг тенгламаси қуйидаги кўринишга келади:

$$dQ' = dU + dA'.$$

Газнинг ҳажми ўзгарганда бажарадиган иши.

Жисмнинг ўзига тегиб турган бошқа жисмлар билан қиладиган ўзаро таъсирини унинг ўша жисмларга кўрсатадиган босими орқали характерлаш мумкин. Газнинг идиш деворлари билан, шунингдек қаттиқ ёки суюқ жисмнинг атрофидаги муҳит (масалан, газ) билан бўладиган ўзаро таъсирини босим орқали тавсифлаш мумкин. Ўзаро таъсир кучлари қўйилган нуқталар кўчганда жисмнинг ҳажми ўзгаради. Бинобарин, мазкур жисмнинг ташқи жисмлар устида бажарадиган иш босим ва жисм ҳажмининг ўзгаришлари орқали ифодаланиши мумкин. Бу ифодани топиш учун қуйидаги мисолни кўриб чиқамиз:

Жипс қилиб ишланган ва осон сирпанадиган поршень билан беркитилган цилиндрик идиш ичига газ қамалган бўлсин. Агар бирор сабаб билан газ кенгая бошласа, у поршенни суриб, поршень устида иш бажаради. Поршенни Δh масофага кўчириш учун газ бажарган элементар иш қуйидагига тенг:

$$\Delta A' = f \Delta h,$$

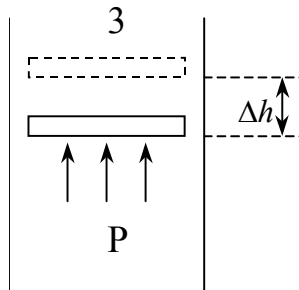
бу ерда f -газнинг поршенга кўрсатадиган таъсир кучи. Бу кучни газнинг p босимининг поршеннинг S юзига кўпайтмаси билан алмаштирсак, қуйидагини топамиз:

$$\Delta A' = p S \Delta h$$

лекин $S \Delta h$ кўпайтма газ ҳажмининг ΔV ортирмасидан иборат. Шунинг учун элементар ишнинг ифодасини қуйидагича ёзамиз:

$$\Delta A' = p \Delta V \quad (1)$$

Равшанки, $\Delta A'$ катталик алгебраик катталикдир. Дарҳақиқат, газ сиқилаётганда Δh кўчиш йўналиши билан газнинг пошенга кўрсатадиган f таъсир кучи йўналиши қарама-қарши бўлади, шу туфайли $\Delta A'$ элементар иш манфий бўлади. Бу ҳолда ҳажмнинг ΔV ортирмаси ишораси ҳам манфийдир. Шундай қилиб формула газнинг ҳажми ҳар қандай ўзгарганда ҳам ишни тўғри ифодалайди.



Агар газнинг босими доимий бўлиб қолаверса (бунинг учун температура айти вақтда тегишлича ўзгариши керак), у ҳолда ҳажм V_1 қийматидан V_2 қийматигача ўзгарганда бажарилган иш:

$$A_{12}=p(V_2-V_1)$$

(2)

бўлади. Агар ҳажм ўзгарганда босим доимий қолмаса, у ҳолда ҳажмнинг чекли ўзгаришларида бажариладиган иш (1) кўринишдаги элементар ишларнинг йиғиндиси сифатида, яъни интеграллаш йўли билан ҳисобланиши керак:

$$A_{12} = \int_{V_1}^{V_2} p dV$$

Ишнинг топилган ифодалари қаттиқ, суюқ ва газ ҳолатдаги жисмлар ҳажмининг ҳар қандай ўзгаришлари учун тўғри.

Агар жисмга dQ' иссиқлик миқдори берилганда унинг температураси dT қадар ортса, у ҳолда таърифга кўра жисмнинг иссиқлик сиғими қуйидагича бўлади:

$$C = \frac{dQ'}{dT}$$

(3)

(3) катталикнинг ўлчамлиги ж/град бўлади.

Бир моль модданинг иссиқлик сиғими C ҳарфи билан белгилаймиз. C нинг ўлчамлиги ж/град·моль бўлади.

Модда массаси бирлигининг иссиқлик сиғими *солиштира иссиқлик сиғими* деб аталади. Уни биз c ҳарфи билан белгилаймиз. c нинг ўлчамлиги ж/град·кг.

Бир моль модданинг иссиқлик сиғими билан ўша модданинг солиштира иссиқлик сиғими ўртасида қуйидаги муносабат бор:

$$c = \frac{C}{\mu}$$

(4)

Иссиқлик сиғимининг катталиги жисмни иситиш вақтидаги шароитларга боғлиқ бўлади. Жисм ҳажми

ўзгармайдиган шароитда ёки босими ўзгармайдиган шароитда иситилган ҳолдаги иссиқлик сифими энг кўп қизиқиш уйғотади. Биринчи ҳолда ўзгармас ҳажм шароитидаги иссиқлик сифими деб аталади ва C_v билан белгиланади, иккинчи ҳолда ўзгармас босим шароитидаги иссиқлик сифими деб аталади ва C_p билан белгиланади.

Агар жисм ҳажми ўзгармайдиган шароитда иситилса, бу жисм ташқи жисмлар устида иш бажармайди ва бинобарин, термодинамиканинг биринчи асосига мувофиқ, бутун иссиқлик жисмнинг ички энергиясини ортиришга сарф бўлади:

$$dQ'_v = dU$$

(5)

(5) дан ҳар қандай жисмнинг ўзгармас ҳажм шароитидаги иссиқлик сифими қуйидагига тенг эканлиги келиб чиқади:

$$C_v = \frac{dU}{dT}$$

(6)

Бинобарин, бир моль идеал газнинг ўзгармас ҳажм шароитдаги иссиқлик сифимини топиш учун газ ички энергиясининг (1) ифодасини температура бўйича дифференциаллаш керак. Дифференциаллаб C_v ни топамиз.

$$C_v = \frac{i}{2} R$$

(7)

Бу ифодадан идеал газнинг ўзгармас ҳажм шароитидаги иссиқлик сифими газ ҳолатининг параметрларига, жумладан температурага боғлиқ бўлмаган ўзгармас катталиқ эканлиги келиб чиқади.

Шуни эслатиб ўтамикки, (7) ни эътиборга олганда идеал газнинг ички энергиясини қуйидаги кўринишда ифодалаш мумкин:

$$U_m = C_v T$$

(8)

Агар газ ўзгармас босим шароитида иситилса, у ҳолда газ кенгайиб, ташқи жисмлар устида мусбат иш бажаради. Бинобарин, бу ҳолда газнинг температурасини бир градусга ошириш учун уни ўзгармас ҳажм шароитида иситилгандагига қараганда кўпроқ иссиқлик керак; бу ҳолда иссиқликнинг бир қисми газнинг иш бажаришига сарф бўлади. Шунинг учун ўзгармас босим шароитида иссиқлик сиғими ўзгармас ҳажм шароитидаги иссиқлик сиғимидан каттароқ бўлиши керак.

Бир моль газ учун термодинамика биринчи асосининг тенгламасини ёзамиз:

$$d'Q_P = dU_{KM} + PdV_{KM}$$

(9)

Бу ифодада dQ' ёнида турган p индекс иссиқлик газга p босим ўзгармас бўлган шароитда берилаётганини кўрсатади. (9) ни dT га бўлиб, бир моль газнинг ўзгармас босим шароитидаги иссиқлик сиғимининг қуйидаги ифодасини топамиз:

$$C_P = \frac{dU_m}{dT} + P \left(\frac{dV_m}{dT} \right)_P$$

(10)

Юқорида кўриб ўтганимиздек, $\frac{dU_m}{dT}$ ҳад бир моль газнинг ўзгармас ҳажм шароитидаги иссиқлик сиғимидир. Шунинг учун (10) формула қуйидагича ёзилиши мумкин:

$$C_P = C_V + P \left(\frac{dV_m}{dT} \right)_P$$

(11)

$\left(\frac{dV_m}{dT} \right)_P$ катталиқ P босим ўзгармаганда киломолнинг температураси бир градусга ортганда унинг ҳажми олган ортирмадан иборат.

$$V_m = \frac{RT}{P}$$

Бу ифодани T бўйича дифференциаллаб ($p = \text{const}$), қуйидагини топамиз:

$$\left(\frac{dV_m}{dT} \right)_p = \frac{R}{P}$$

Нихоят, бу натижани (11) муносабатга қўйиб қуйидагини топамиз:

$$C_p = C_v + R$$

(12)

Шундай қилиб, босим ўзгармаганда бир моль идеал газнинг температураси бир градусга ортганда бажарадиган иши универсал газ доимийсига тенг бўлар экан.

Шуни қайд қиламизки, (12) муносабат идеал газ ҳолатининг тенгламасидан фойдаланиб топилди ва бинобарин, у фақат идеал газ учунгина тўғридир.

(7) формулани эътиборга олиб, C_p ни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$C_p = \frac{1}{2} R + R = \frac{i+2}{2} R$$

(13)

(13) ни (7) га бўлиб, ҳар бир газ учун ўзига хос бўлган C_p нинг C_v га нисбатан топамиз

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{i}$$

(14)

(14) дан кўришиб турибдики, γ катталики молекула эркинлик даражаларининг сони ва характери билан аниқлар экан.

Термодинамика биринчи қонунининг
изожаараёнларга тадбиқи

Изохорик жараёнда ($V = \text{const}$) ҳажм ўзгармаганлиги сабабли газ ташқи жисмлар устида иш бажармайди. У ҳолда бу жараён учун термодинамиканинг биринчи қонуни қуйидагича ёзилади:

$$dQ = dU + dA = dU \quad (dA = 0).$$

Бундан кўринадики, изохорик жараёнда газга берилган иссиқлик миқдорининг ҳаммаси унинг ички энергиясининг ортишига сарф бўлади. Бизга маълум бўлган $dU_m = C_V dT$ ифодани эсга олсак, ихтиёрий массали газ учун:

$$dQ = \frac{m}{\mu} dU_m = \frac{m}{\mu} C_V dT.$$

Изобарик жараёнда ($P = \text{const}$) газ ҳажмининг V_1 дан V_2 га ўзгаришида бажарилган иш:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV = P(V_2 - V_1).$$

Бу икки ҳолат учун идеал газ ҳолати тенгламасидан $V_2 - V_1 = \frac{m}{\mu} \frac{R}{P} (T_2 - T_1)$ эканлигини эътиборга олсак изобарик жараёнда бажарилган иш:

$$A = \frac{m}{\mu} R (T_2 - T_1). \quad (1)$$

Бу тенгламадан универсал газ доимийси R нинг физик маъноси келиб чиқади. Агар $T_2 - T_1 = 1^\circ K$ бўлса, бир моль газ учун: $R = A$, яъни универсал газ доимийси бир моль идеал газни $1^\circ K$ га қиздирилганда газ ҳажмини кенгайтиришдаги бажарилган ишга сон жиҳатдан тенг бўлар экан.

Изобарик жараёнда m массали газга

$$dQ = \frac{m}{\mu} C_p dT$$

иссиқлик миқдори берилганда унинг ички энергияси

$$dU = \frac{m}{\mu} C_V dT$$

миқдорга ўзгаради ва газ (1) билан ифодаланадиган иш бажаради.

Изотермик жараёнда ($T = const$) бажарилган иш идеал газ ҳолати тенгламасини эътиборга олсак

$$A = \int_{V_1}^{V_2} PdV = \int_{V_1}^{V_2} \frac{m}{\mu} RT \frac{dV}{V} = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1} = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{P_1}{P_2}$$

ифода билан аниқланади. Бу жараёнда $T = const$ бўлганлиги учун $dU = \frac{m}{\mu} CdT = 0$ ва газга берилган иссиқлик миқдори

ташқи кучларга қарши иш бажаришга сарф бўлади, яъни:

$$dQ = dA \quad \text{ёки}$$

$$Q = A = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{P_2}{P_1} = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1}$$

Адиабатик жараён

Адиабатик жараён деб тизим билан уни ўраб турган ташқи муҳит орасида иссиқлик алмашинуви содир бўлмайдиган жараёнга айтилади. Нисбатан тез юз берадиган жараёнларни адиабатик жараён деб қараш мумкин.

Термодинамика I қонунини адиабатик жараён учун ёзадиган бўлсак:

$$dQ = 0; \quad dA = -dU.$$

Яъни ташқи кучларга қарши бажарилган иш тизим ички энергияси ўзгариши ҳисобига бўлар экан. Шундай қилиб адиабатик жараён изотермик жараёнга тесқари жараён экан, чунки изотермик жараёнда иш ташқаридан олинган иссиқлик миқдори ҳисобига бажарилади.

$dA = PdV$; $dU_m = C_V dT$ эканлигини эътиборга олсак, ихтиёрий массали газ учун

$$PdV = -\frac{m}{\mu} C_V dT.$$

Идеал газ ҳолати тенгламасини дифференциалласак қуйидагини оламиз:

$$PdV + VdP = \frac{m}{\mu} R dT .$$

Охирги икки тенгламада dT ни йўқотамиз:

$$\frac{PdV + VdP}{PdV} = -\frac{R}{C_V} = -\frac{C_P - C_V}{C_V}$$

$$\frac{C_P}{C_V} = \gamma \quad \text{эканлигини эътиборга олиб ўзгарувчиларни}$$

ажратамиз:

$$\frac{dP}{P} = -\gamma \frac{dV}{V} .$$

Бу тенгламани P_1 дан P_2 гача ва V_1 дан V_2 гача интеграллаб қуйидагини оламиз:

$$\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^\gamma \quad \text{ёки} \quad P_1 V_1^\gamma = P_2 V_2^\gamma$$

1 ва 2-ҳолатлар ихтиёрий танланганлиги учун бу тенгламаларни умумий ҳолда қуйидагича ёзишимиз мумкин

$$PV^\gamma = const .$$

Бу охирги тенглама адабатик жараён учун газ ҳолати тенграмаси ёки Пуассон тенграмаси дейилади.

Бу тенгламани V, T ва P, T ўзгарувчилар орқали Менделеев-Клапейрон тенграмаси ёрдамида ифодаласак, қуйидаги тенгламаларни ҳосил қиламиз:

$$TV^{\gamma-1} = const \quad \text{ва} \quad T^\gamma P^{1-\gamma} = const .$$

Бу тенгламалардаги ўлчамсиз катталиқ

$$\gamma = \frac{C_P}{C_V} = \frac{c_P}{c_V} = \frac{i+2}{i} \quad \text{- Пуассон коэффиценти ҳисобланади.}$$

P, V – диаграммада адиабата чизиғи гиперболадан иборат бўлиб изотерма чизиғидан тикроқ бўлади. Бунинг сабаби адиабатик жараёнда газ босимининг ошиши фақат унинг ҳажми камайиши ҳисобига бўлмасдан, балки ҳарорат ошиши ҳисобига ҳам бўлади.

Адиабатик жараёнда бажарилган ишни топамиз. Агар газ ҳажми V_1 дан V_2 гача адиабатик кенгайса, унинг температураси T_1 дан T_2 гача пасаяди. Бу ҳолда кенгайишда бажарилган иш

$$A = -\frac{m}{\mu} C_V \int_{T_1}^{T_2} dT = \frac{m}{\mu} C_V (T_1 - T_2).$$

Пуассон тенгламаларидан фойдаланиб бажариладиган иш учун бошқа ифодани олиш мумкин:

$$A = \frac{P_1 V_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right] = \frac{RT_1}{\gamma - 1} \frac{m}{\mu} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right].$$

Адиабатик жараёнда газнинг бажарган иши изотермик жараёндагидан кам. Чунки адиабатик кенгайишда газ совуйди, изотермик кенгайишда эса ҳарорат ташқаридан олинадиган иссиқлик миқдори ҳисобига ўзгармайди.

Синов саволлари.

1. Газ ҳажми ўзгарганда бажарилган иш қандай топилади?
2. Термодинамиканинг I-асоси қандай ифодаланади?
3. Адиабатик жараён деб қандай жараёнга айтилади?
4. Термодинамика I қонунининг изо ва адиабатик жараёнларга татбиқ этиш натижаларини тушунтириб беринг.
5. Газнинг иссиқлик сиғими деб қандай катталиққа айтилади?
6. C_p ва C_v катталиқлардан қайси бири катта ва нима учун?
7. Идеал газ доимий босим остида кенгайса қизийдими ёки совуйдими?

Адабиётлар.

63. Т.И. Трофимова. Курс физики. Москва. «Высшая школа», 1998 г. стр. 79-87.
64. И.В. Савельев. Курс физики. Том I. Механика. Молекулярная физика. Москва. «Наука», 1989 г. стр. 227-249.

65. А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. Курс физики. Москва, «Высшая школа», 1989 г. стр. 95-103.
66. О. Ахмаджонов. Физика курси. Тошкент. «Ўқитувчи». I том. Механика ва молекуляр физика. 1987 й. 158-175 бетлар.
67. Р.Ф. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Москва. «Мир». 1977 й. Том III-IV. стр. 333-337.

16-март

Режа

Иссиқлик машинасининг фойдали иш коэффициенти. Термодинамиканинг иккинчи асоси. Карно цикли ва унинг ф.и.к. Келтирилган иссиқлик миқдори. Клаузиус тенгсизлиги. Энтропия. Энтропиянинг хоссалари ва унинг ўсиш тамойили.

Иссиқлик машинасининг фойдали иш коэффициенти.

Ҳар қандай двигатель бирор айланма жараёни (цикли) кўп марта бажарадиган системадан иборат. Цикл давомида иш бажарувчи модда (масалан, газ) олдин V_2 ҳажмга қадар кенгайсин, сўнгра эса яна бошланғич V_1 ҳажмга келгунча сиқилсин деб фараз қилайлик. Бир цикл давомидаги иш нолдан катта бўлиши учун кенгайиш жараёнида босим (бинобарин, температура ҳам) сиқилиш жараёнидаги босимдан ортиқ бўлиши керак. Бунинг учун иш бажарувчи моддага кенгайиш жараёнида иссиқлик бериш, сиқилиш жараёнида эса ундан иссиқлик олиши керак.

Циклнинг иккала қисми учун термодинамика биринчи қонунининг тенгламасини ёзамиз. Кенгайтирилиши ички энергия U_1 қийматдан U_2 қийматигача ўзгаради. Бунда система Q_1 иссиқлик олади ва A_1 иш бажаради. Биринчи қонунга мувофиқ:

$$Q = U_2 - U_1 + A_1$$

(1)

Сиқилишда система A_2 иш бажаради ва Q'_2 иссиқлик бериш билан бир хилдир. Бинобарин,

$$-Q'_2 = U_1 - U_2 + A_2$$

(2)

(1)(2) тенгламаларни қўшиб қуйидагиларни топамиз:

$$Q_1 - Q'_2 = A_1 + A_2$$

$A_1 + A_2$ йиғинди системанинг цикл давомида бажарадиган тўлиқ A иш эканини ҳисобга олиб қуйидагича ёзиш мумкин:

$$A = Q_1 - Q'_2$$

(3)

Ташқаридан оладиган иссиқлик ҳисобига иш бажарувчи даврий ишлайдиган двигателъ *иссиқлик машинаси* деб аталади.

Термодинамиканинг биринчи асоси баъзан қуйидагича таърифланади: *биринчи тур перпетуум мобиле (абадий двигателъ) яратиш, яъни ташқаридан оладиган энергиядан ортиқ миқдорда иш бажара оладиган даврий ишлайдиган двигателъ яратиш мумкин эмас.*

(2) дан кўринадики, ташқаридан олинадиган Q_1 иссиқлик миқдорининг ҳаммаси ҳам фойдали ишга сарфланмайди. Двигателъ цикл билан ишлаш учун иссиқликнинг Q'_2 га тенг бўлган қисми ташқи муҳитга қайтариб берилиши керак ва бинобарин, у фойдали иш бажарилишига сарфланмайди. Равшанки, иссиқлик машинаси ташқаридан оладиган Q_1 иссиқликни фойдали A ишга қанчалик тўлароқ айлантурса бу машина шунчалик фойдалироқ бўлади. Шунинг учун иссиқлик машинасини η фойдали иш коэффициенти билан характерлаш қабул қилинган. Ф. И. К. цикл давомида бажарилган A ишнинг цикл давомида олинадиган Q_1 иссиқликка нисбати сифатида аниқланади:

$$\eta = \frac{A_1}{Q_1}$$

(3) га асосан $A=Q_1-Q'_2$ бўлгани учун ФИК нинг ифодасини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q'_2}{Q_1}$$

Термодинамиканинг иккинчи асоси.

Термодинамиканинг иккинчи асоси, биринчи асоси каби, бир қанча таърифланиши мумкин. Иккинчи асоснинг энг равшан таърифи бундай ўқилади: *камроқ исиган жисмдан кўпроқ исиган жисмга иссиқлик ўз-ўзидан ўта олмайди. Янада аниқроқ таърифи: ягона охирги натижаси камроқ исиган жисмдан кўпроқ исиган жисмга иссиқлик беришдан иборат бўлган жараёнлар амалга ошмайди.*

Иккинчи асос бундай таърифланиши ҳам мумкин: *бирдан-бир охирги натижаси бирор жисмдан маълум миқдор иссиқлик олиш ва бу иссиқликни бутунлай ишга айлантириб юборишдан иборат бўладиган жараёнлар амалга ошмайди.*

Иссиқлик машинасида иссиқлик ишга айланганда албатта қўшимча жараён юз беради. Бу қўшимча жараён совуқроқ жисмга бирор миқдор Q_2 иссиқлик бериш жараёнидир. Бунинг натижасида кўпроқ исиган жисмдан олинадиган Q_1 иссиқлик миқдори ишга бутунлай эмас қисман айлантирилади.

Карно цикли.

Бирор жисм температуралари T_1 ва T_2 бўлган ва иссиқлик сифими чексиз катта бўлган иккита иссиқлик резервуари билан иссиқлик алмаша оладиган бўлсин, деб фараз қилайлик. Бу эса резервуарларнинг чекли миқдорида иссиқлик олиш ёки бериш уларнинг температурасини ўзгартирмаслигини билдиради. Бундай шароитларда жисм қандай қайтувчан цикл бажара олишини аниқлайлик.

Равшанки, қаралаётган цикл шундай жараёнлардан тузиладики, бу жараёнларнинг баъзилари давомида жисм

резервуарлар билан иссиқлик алмашилиши мумкин, баъзиларидан эса жисм ташқи муҳит билан иссиқлик алмашмайдиган бўлиши (адиабатик жараён) мумкин.

Иссиқлик алмашилиши юз берадиган жараён давомида жисмнинг температураси тегишли резервуарнинг температурасига тенг бўлиб қолгандагина бу жараён қайтувчан жараён бўлиши мумкин. Дарҳақиқат масалан, жисмнинг температураси резервуарнинг T_1 температурасидан кичик бўлганда жисм ундан иссиқлик олса, у ҳолда ўша жараённинг ўзи тескари йўналишда юз берганда жисмнинг температураси, ҳар қалай T_1 дан паст бўлмаган ҳолдагина резервуардан олган иссиқлигини унга қайтариб бера олади. Бинобарин, жараён туғри ва тескари йўналишда юз берганда жисмнинг температураси ҳар хил кетма-кетлигидан (бир хил бўлмаган температуралар билан ҳаракатланадиган) ўтади ва бу жараён қайтмас жараён бўлади.

Шундай қилиб, иссиқлик алмашилиши билан юз берадиган жараён қайтувчан бўлиши учун жисм резервуардан иссиқлик олаётганида ҳам ва уни жараённинг тескари йўналишида бориши қайтариб бераётганда ҳам жисмнинг температураси резервуар температурасига тенг бўлиши керак. Аниқроқ айтганда, иссиқлик олишда жисмнинг температураси резервуар температурасидан чексиз кичик миқдорга қадар кичик бўлиши керак (акс ҳолда резервуардан жисмга иссиқлик оқмайди), иссиқлик қайтариб беришда эса жисмнинг температураси резервуар температурасидан чексиз кичик миқдор қадар ортиқ бўлиш керак.

Бинобарин, температураси доимий қолаверадиغان резервуар билан иссиқлик алмашиш юз берадиган ягона қайтувчан жараён резервуар температураси шароитида юз берадиган изотермик жараёндир.

Шундай қилиб, иссиқлик сиғими чексиз катта бўлган икки иссиқлик резервуари билан иссиқлик алмашилишида қатнашадиган жисм (ёки система) бажарадиган қайтувчан цикл фақат иккита изотермик (резервуарлар температурасида) ва иккита адибатадан иборат бўла олади, деган хулосага келдик. Бундай циклни биринчи бўлиб француз инженери Сади Карно текширган бўлиб, у Карно цикли, қайтувчан циклдир.

Идеал газ учун Карно циклининг ф.и.к.

Идеал газ учун Карно циклини қараб чиқамиз.

Агар биз бундай циклининг ф.и.к ни T_1 ва T_2 температура орқали ифодасини сифатида топа олсак шу билан биз барча қайтувчан машиналарнинг ф.и.к. ифодасини топган бўламиз.

Таърифга кўра, иссиқлик машинасининг ф.и.к. қуйидагига тенг;

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$$

(1)

бу ерда Q_1 -цикл давомида иситкичдан олинadиган иссиқлик, Q_2 -цикл давомида совиткичга берадиган иссиқлик.

Изотермик жараёнда идеал газнинг ички энергияси ўзгармай қолаверади. Шунинг учун газ олган Q_1 иссиқлик миқдори газнинг 1 ҳолатдан 2 ҳолатга ўтишида бажарадиган A_{12} ишга тенг. Бу иш қуйидагига тенг;

$$Q_1 = A_{12} = \frac{m}{\mu} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}$$

(2)

бу ерда m машинадаги, идеал газ массаси. Совуткичга бериладиган Q_2 иссиқлик миқдори газни 3-ҳолатдан 4-ҳолатга ўтказишда уни сиқиш учун сарф бўладиган A_{34} ишга тенг.

Бу иш қуйидагига тенг;

$$Q_2 = A_{34} = \frac{m}{\mu} RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}$$

(3)

Цикл ёпик бўлиши учун 4 ва 1 ҳолатлар айти бир адибатада ётиши керак. Бундан:

$$T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_4^{\gamma-1}$$

(4)

шарт келиб чиқади.

Худди шунингдек 2 ва 3 ҳолатлар айна бир адибатада ётгани учун:

$$T_1 V_2^{\gamma-1} = T_2 V_3^{\gamma-1}$$

(5)

шарт бажарилади. (5) ни (4) га бўлиб, циклниң ёпик бўлиш шартини топамиз:

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}$$

(6)

Энди (2) ва (3) ни ф.и.к.нинг (1) ифодасига қўямиз;

$$\eta = \frac{\frac{m}{\mu} R T_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - \frac{m}{\mu} R T_2 \ln \frac{V_3}{V_4}}{\frac{m}{\mu} R T_1 \ln \frac{V_2}{V_1}}$$

ниҳоят (6) ни ҳисобга олиб η ни топамиз;

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

(7)

Шундай қилиб, идеал газ учун Карно циклининг ф.и.к. ҳақиқатан ҳам фақат иситкич билан совиткичнинг температурасига боғлиқ экан.

Юқорида айтиб ўтганимиздек, (7) ифода ҳар қандай қайтувчан машина ф.и.к нинг максимал қийматини кўрсатади.

Келтирилган иссиқлик миқдори.

Клаузиус тенгсизлиги.

Ҳар қандай иссиқлик машинаси жисмларнинг айна бир циклни кўп марта такрорлайдиган системасидан иборат. Бу фактни аналитик равишда қуйидагича ёзиш мумкин;

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

(1)

Бу тенгсизликнинг чап томонда ф.и.к.нинг ҳар қандай машина учун ўринли бўлган таърифи турибди, ўнг томонда эса қайтувчан машина ф.и.к. нинг температура орқали топилган ифодаси турибди. (1) да тенглик белгиси қайтувчан машинага, тенгсизлик белгиси қайтмас машинага тегишлидир. (1)

ифодадан қуйидаги муносабат келиб чиқади; $\frac{Q_2}{Q_1} \geq \frac{T_2}{T_1}$ Уни $\frac{Q_1}{T_2}$

муносабат катталиikka кўпайтириб қуйидагини топамиз:

$\frac{Q_2}{T_2} \geq \frac{Q_1}{T_1}$. Ниҳоя, бунинг чап ва ўнг томонларидан $\frac{Q_2}{T_2}$ ни айириб,

$$\frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} \leq 0$$

(2)

ифодани ҳосил қиламиз.

Температураси T_2 бўлган жисмга бериладиган Q_2

иссиқликни биз шу жисмдан олинадиган ва Q_2 га тенг бўлган иссиқлик билан белгилаймиз. Унда (2) ифода ниҳоят қуйидаги кўринишга келади;

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0$$

(3)

Бу муносабат *Клаузиус тенгсизлиги* деб аталади.

Системанинг қандайдир бир жисмдан олган иссиқлик миқдорининг шу жисм температурасига нисбатини Клаузиус келтирилган иссиқлик миқдори деб атаган. Клаузиус терминологиясидан фойдаланиб (3) ни қуйидагича ўқиш мумкин: *агар бирор система цикл бажарар экан, бу цикл давомида температуралари доимий бўлган иккита иссиқлик*

резервуари (жисм) билан иссиқлик алмашса, бу цикл қайтувчан бўлганда келтирилган иссиқлик миқдорларининг йиғиндисини нолга тенг бўлади, цикл қайтмас цикл бўлганда эса бу йиғинди нолдан кичик бўлади.

Энтропия.

Келтирилган иссиқлик миқдорларининг йиғиндисини цикл учунгина эмас, балки айланма бўлмаган ҳар қандай жараён учун ҳам ҳосил қилиш мумкин, шу билан бирга бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга қайтувчан ўтишда бу йиғиндининг бир ажойиб хоссаси намоён бўлади.

Қайтувчан бирор цикл олиб, унда иккита ихтиёрий 1 ва 2 ҳолатларни ажратамиз. Бу ҳолатлар циклни расмда 1 ва 2 рақамлари билан берилган иккита тармоққа ажратади.

Бундан олдинги параграфда кўрсатганимиздек келтирилган иссиқлик миқдорларининг бутун цикл (цикл қайтувчан) бўйига олинган йиғиндисини нолга тенг:

$$\sum_0 \frac{\Delta Q}{T} = 0$$

(1)

(1) йиғиндига кирувчи барча қўшилувчиларни икки гурпуага ажратиш мумкин, биринчи гурпуа 1 тармоққа тегишли қўшилувчиларни, иккинчи гурпуага эса 2 тармоққа тегишли қўшилувчиларни киритамиз. Ундан (1) ифода қуйидагича ёзилиши мумкин;

$$\sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T} + \sum_{2 \rightarrow 1} \frac{\Delta Q}{T} = 0$$

(2)

Биринчи йиғинди 1 ҳолатдан 2 ҳолатга 1 тармоқ бўйича ўтишга, иккинчи йиғинди эса 2 ҳолатдан 1 ҳолатга 2 тармоқ ўтишга мос келади.

1 ҳолатдан 2 ҳолатга бирор қайтувчан ўтишга мос келадиган қуйидаги йиғиндини кўриб чиқамиз;

$$\sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T}$$

(қайтув)

(3)

Агар ўтиш йўналиши ўзгартирилса, жараён қайтувчан эканлиги туфайли (3) йиғиндининг ишораси ўзгариши керак.

Дарҳақиқат, масалан жараён $1 \rightarrow 2$ йўналишида бўлганда система температураси T бўлган бирор жисмдан $\Delta'Q$ иссиқлик миқдори олади. Ўша қисмда жараённинг йўналиши $2 \rightarrow 1$ бўлганда система температураси T бўлган ўша жисмга худди шундай $\Delta'Q$ миқдорида иссиқлик бериш, яъни- $\Delta'Q$ иссиқлик олиши керак. Шундай қилиб ўтиш йўналиши ўзгарганда (3) даги барча қўшилувчиларнинг ишораси қарама-қаршисига ўзгаради, натижада:

$$\sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T} = - \sum_{2 \rightarrow 1} \frac{\Delta Q}{T}$$

(4)

бўлади.

(4) хоссага асосланиб (2) ифодани қуйидагига ёзамиз;

$$\sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T} - \sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T} = 0$$

Бундан қуйидаги натижа келиб чиқади;

$$\sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T} = \sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T}$$

(5)

Бошида олинган қайтувчан циклни биз мутлақо ихтиёрий равишда олганимиз учун (5) муносабат 1 ва 2 ҳолатларни ўз ичига олган ҳар қандай қайтувчан цикл учун бажарилиши керак.

Шундай қилиб, биз жуда муҳим хулосага келдик системанинг бир ҳолатдан (бошланғич) иккинчи (охирги) ҳолатга қайтувчан ўтишида келтирилган иссиқлик миқдорларининг йиғиндиси ўтиш йўлига боғлиқ эмас ва бинобарин, системанинг бошланғич ва охирги ҳолатларигагина боғлиқ.

Биз биламизки, ички энергия ортирмалари йиғиндисининг ҳам шундай хоссаси бор. Энергия ҳолат функцияси бўлганлиги туфайли, 1-ҳолатдан 2-ҳолатга ҳар қандай ўтишдаги ички энергия ортирмаларининг йиғиндиси энергиянинг бу ҳолатлардаги қийматлари айирмасига тенг бўлиши керак;

$$\sum_{1 \rightarrow 2} \Delta U = U_2 - U_1$$

(6)

Равшанки, юқорида айтилганлар ҳолатнинг ҳар қандай функцияси учун, яъни системанинг ҳолати билан бир қийматли аниқланадиган ҳар қандай катталиқ учун тўғри бўлади;

$$\sum_{1 \rightarrow 2} \Delta f(\text{ҳолат}) = f(2) - f(1)$$

(7)

Агар катталиқ ҳолатнинг функцияси бўлмаса, у ҳолда унинг элементар микдорларнинг йиғиндиси системанинг бир ҳолатдан бошқа ҳолатга ўтиши йўлига боғлиқ бўлиб қолади. Бундай катталиқлар жумласига, масалан иш киради. Бизга малумки, $A = \sum_{1 \rightarrow 2} \Delta A$ иш шу жараёни тасвирловчи эгри чизик

камраб олган юзага тенг ва ўтиш йўлига боғлиқ бўлиши керак.

Система оладиган иссиқлик микдори учун ҳам худди шундай бўлади. Термодинамиканинг биринчи асосига мувофиқ равишда;

$$Q = \sum_{1 \rightarrow 2} \Delta Q = \sum_{1 \rightarrow 2} \Delta U + \sum_{1 \rightarrow 2} \Delta A$$

(8)

(8) нинг ўнг томонидаги йиғиндилардан биринчиси йўлга боғлиқ эмас, иккинчиси эса йўлга боғлиқ. Бинобарин, $\sum \Delta Q$

катталиқ ўтиш йўлига боғлиқ. Қуйидаги: $\sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T}$ йиғиндининг

1 ҳолатдан 2 ҳолатга қайтувчан ўтишдаги йўлга боғлиқ эмаслиги қайтувчан жараёнда $\Delta Q/T$ нисбат бирор ҳолат функциясининг ортирмасидир, деб айтишга асос беради. Бу функция *энтропия* деб аталади. У S ҳарфи билан белгиланади. Шундай қилиб;

$$\left(\frac{\Delta Q}{T} \right)_{\text{қайтув}} = \Delta S$$

(9)

(9) га асосан энтропиянинг орттирмаси қайтувчан жараёнда системанинг ташқаридан оладиган элементар иссиқлик миқдорининг шу иссиқлик олинаётган пайтдаги температурага нисбатига тенг.

Энтропия ҳолат функцияси бўлгани учун энтропия орттирмаларининг йиғиндиси энтропиянинг охириги ва бошланғич ҳолатлардаги қийматларининг айирмасига тенг бўлиши керак (6) билан солиштиринг;

$$\sum_{1-2} \frac{\Delta Q}{T} = \sum_{1-2} \Delta S = S_2 - S_1$$

(10)

Янада аниқроқ ҳисобланганда (10) йиғиндилар интеграллар билан алмаштирилиши керак;

$$\int_1^2 \frac{dQ}{T} = \int_1^2 dS = S_2 - S_1$$

(11)

Энтропия-аддитив катталик. Бу эса системанинг энтропияси унинг айрим қисмларининг энтропиялари йиғиндисига тенг эканини билдиради.

Энтропиянинг хоссалари.

Қайтувчан жараёнда келтирилган иссиқлик миқдорларининг (10) йиғиндиси энтропиянинг орттирмасига тенг. Энди қайтмас жараёнда келтирилган иссиқлик миқдорларининг йиғиндиси билан энтропия орттирмаси орасидаги муносабат қандай эканлигини аниқлаймиз. Бунинг учун қайтмас ва қайтувчи тармоқлардан иборат циклни кўриб чиқамиз. Бутун цикл қайтмас цикл бўлгани учун келтирилган иссиқлик миқдорларининг бутун цикл бўйича олинган йиғиндиси нолдан кичик бўлиши керак;

$$\sum_0 \frac{\Delta Q}{T} < 0$$

Бу йиғиндини ҳар хил тармоқларга тегишли бўлган икки қисмга ажратамиз;

$$\sum_{1-2} \frac{\Delta Q}{T} + \sum_{2-1} \frac{\Delta Q}{T} < 0$$

(1)

(10) га мувофиқ равишда, бу йиғиндиларнинг иккинчиси энтропиянинг 1 ва 2 ҳолатлардаги қийматлари айирмасига тенг. Шунинг учун (1) муносабатни қуйидагича ёзиш мумкин;

$$\sum_{1-2} \frac{\Delta Q}{T} + (S_1 - S_2) < 0 \quad \text{бундан}$$

қуйидаги хулоса келиб чиқади;

$$S_2 - S_1 > \sum_{1 \leftarrow 2} \frac{\Delta Q}{T}$$

(2)

(10) ва (2) ифодаларни бирлаштириб, қуйидагига эга бўламиз:

$$S_2 - S_1 \geq \sum_{1-2} \frac{\Delta Q}{T}$$

(3)

бу ерда тенглик белгиси 1-ҳолатдан 2-ҳолатга ҳар қандай қайтувчан ўтишга тегишли, тенгсизлик белгиси эса $1 \rightarrow 2$ йўналишдаги ҳар қандай қайтмас ўтишга тегишли. (3) даги T температура системага ΔQ иссиқлик берган жисмнинг температурасини билдиради. Қайтувчан жараёнда бу температура системанинг температураси билан бир хил бўлади.

Равшанки (3) муносабат ҳар бир элементар жараён учун бажарилиш керак:

$$\Delta S \geq \frac{\Delta Q}{T} \quad (4) \quad \text{ёки} \quad dS \geq \frac{dQ}{T}$$

(5)

Шуни қайд қилиб ўтамизки, энтропия ҳолат функцияси бўлгани учун:

$$S_2 - S_1 = \sum_{1-2} \Delta S$$

ифода (6) ва (7) ифодалар каби, тегишли ўтиш қайтувчан ёки қайтмас бўлишидан қатъий назар ҳамиша тўғри бўлади. Куйидаги:

$$S_2 - S_1 = \sum_{1-2} \frac{\Delta Q}{T}$$

формула эса фақат қайтувчан ўтиш учунгина тўғри бўлади.

Агар система ташқи муҳитдан изоляцияланган бўлса яъни ташқи муҳит билан иссиқлик алмашса, у ҳолда (3) даги ҳамма ΔQ лар нолга тенг бўлади, унинг натижасида эса

$$S_2 - S_1 \geq 0$$

(6)

ёки мос равишда

$$\Delta S \geq 0$$

(7).

Шундай қилиб, изоляцияланган системанинг энтропияси (агар системада қайтмас жараён юз бераётган бўлса) фақат ортиши ёки доимий қолавериши (агар системада қайтувчан жараён юз бераётган бўлса) мумкин. Изоляцияланган системанинг энтропияси камайиши мумкин эмас.

Биз биламизки, ташқи муҳит билан иссиқлик алмашмасдан юз берадиган жараён *адиебатик жараён* деб аталади. Бинобари, қайтувчан адиебатик жараён давомида энтропия ўзгармайди. Шунинг учун қайтувчан адиебата изэнтропа деб аталиши мумкин.

Янги терминалогиядан фойдаланиб, Карно цикли иккита изотерма ва иккита изэнтропадан иборат, деб айтиш мумкин. Равшанки, (T,S) диаграммада Карно цикли тўғри тўртбурчак шаклида бўлади. Тўғри тўртбурчакнинг юзи сон жиҳатидан системанинг бир цикл давомида оладиган иссиқлик миқдорига тенг. Дарҳақиқат (4) га асосан, системанинг қайтувчан жараёнда оладиган элементар иссиқлик миқдори куйидагига тенг:

$$\Delta Q = T \Delta S$$

(8)

Бинобарин, системанинг қайтувчан изотермик жараёнда оладиган иссиқлик миқдори қуйидагича ифодаланиши мумкин:

$$Q = T(S_2 - S_1)$$

(9)

бу ерда S_1 -жараённинг бошидаги энтропия, S_2 -охиридаги энтропия.

(9) дан фойдаланиб, системанинг цикл ҳосил қилувчи изотермик жараёнлар давомида оладиган иссиқлик миқдорларини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$Q_{12} = T_1(S_1 - S_2), \quad Q_{34} = T_2(S_2 - S_1)$$

Цикл давомида олинадиган тўлиқ иссиқлик миқдори қуйидагига тенг;

$$Q = Q_{12} + Q_{34} = T_1(S_1 - S_2) + T_2(S_2 - S_1) = (T_1 - T_2)(S_1 - S_2)$$

Қўрииб турибдики, бундаги охирги ифода циклнинг юзига тенг.

Энтропиянинг камая олмаслигини билдирувчи (7) муносабат фақат изоляцияланган системаларга тегишлидир. Агар система ташқи муҳит билан иссиқлик алмашса унинг энтропиясининг ўзгариш характери ҳар қандай бўлиши мумкин. Жумладан, агар система ташқи жисмларга иссиқлик берса (система оладиган ΔQ иссиқлик миқдори манфий бўлса), системанинг энтропияси камаяди.

Агар изоляцияланмаган система цикл бажарса, у ҳолда унинг энтропияси ҳолат функцияси бўлганлиги учун ҳам циклнинг охирида бошланғич қийматини қабул қилади. Лекин циклнинг бориши давомида энтропия, умуман айтганда, ўзгаради. Шу билан бирга, у циклнинг баъзи қисмларида ортиши, баъзи қисмларда эса камайиши мумкин, чунки энтропиянинг бир цикл давомидаги ўзгаришлари йиғиндиси нолга тенг бўлиши керак.

Энтропиянинг қайтувчан изотермик жараён вақтида ўзгаришини топайлик. (3) га мувофиқ энтропия орттирмаси қуйидагига тенг:

$$S_2 - S_1 = \sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T}$$

Ўзгармас температурани йиғинди ишораси остидан чиқариб, энтропия орттирмасини қуйидагича ифодалаймиз;

$$S_2 - S_1 = \frac{1}{T} \sum_{1 \rightarrow 2} \Delta Q = \frac{Q_{12}}{T}$$

(10)

бу ерда Q_{12} -системанинг 1-ҳолатдан 2- ҳолатга қайтувчан изотермик ўтиши давомида олган иссиқлик миқдори. Агар бу иссиқлик миқдори манфий бўлса $S_2 < S_1$ бўлади.

Энтропиянинг қайтмас жараёндаги ўзгаришини топиш учун системани айна ўша охириги ҳолатга келтирувчи қандайдир бир қайтувчан жараёни кўриб чиқиш ва бу жараён учун келтирилган иссиқлик миқдорларининг йиғиндисини топиш лозим. Буни қуйидаги мисолда тушинтириб ўтамиз. Температуралари ҳар хил T_1 ва T_2 бўлган ($T_1 > T_2$) иккита жисмдан иборат изоляцияланган системани текшираимиз. Жисмлар ўртасида иссиқлик алмашилиш юз берганлиги туфайли уларнинг температуралари тенглашади. Бу жараён, равшанки қайтмас жараён бўлиб, унинг давомида системанинг энтропияси ортиб бориши керак.

Соддалик учун иккала жисмнинг иссиқлик сиғими бир хил ва C га тенг деб фараз қиламиз. Унда иккала жисмнинг иссиқлик мувозанати ҳолатига келгандаги охириги температураси қуйидагига тенг бўлди:

$$T_0 = \frac{T_1 + T_2}{2}$$

(11)

Система энтропиясининг ўзгаришини ҳисоблаб топиш учун системани иккала жисм учун бир хил бўлган T_0 температурали ҳолатга келтирувчи қайтувчан жараёни кўриб чиқамиз. Бу жараён системанинг биринчи жисмнинг қандайдир бир ташқи жисмга бирор миқдор иссиқликни қайтувчан тарзда бериб, температураси T_0 қийматга қадар камайишидан ва иккинчи жисмнинг ташқаридан худди шундай миқдорда

қайтувчи тарзда иссиқлик олиб, температураси T_0 қийматга қадар ортишидан иборат.

Бу иккала жараён қайтувчан жараён бўлиши учун улар шундай содир бўлиши керакки, системанинг жисмларидан ҳар бирининг ва тегишли ташқи жисмнинг температураси ҳар бир пайтда бир хил бўлиши керак.

Биринчи жисм совиганда унинг энтропияси қуйидагича орттирма олади;

$$\Delta S_1 = \int_{T_1}^{T_0} \frac{dQ}{T} = \int_{T_1}^{T_0} \frac{cdT}{T} = C \ln \frac{T_0}{T_1}$$

Иккинчи жисм исиганда эса унинг энтропияси олган орттирма қуйидагига тенг бўлади;

$$\Delta S_2 = \int_{T_2}^{T_0} \frac{dQ}{T} = \int_{T_2}^{T_0} \frac{CdT}{T} = C \ln \frac{T_0}{T_2}$$

Шуни қайд қилиб ўтамизки $T_1 > T_0 > T_2$ бўлгани учун ΔS_1 манфий, ΔS_2 эса мусбат бўлади.

Система энтропиясининг ўзгариши айрим жисмлар энтропияси ўзгаришлари йиғиндисига тенг:

$$\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2 = C \ln \frac{T_0}{T_1} + C \ln \frac{T_0}{T_2} = C \ln \frac{T_0^2}{T_1 T_2} .$$

Л. Больцман энтропия система ҳолатининг термодинамик эҳтимоли билан боғлиқ деб фараз қилиб унинг физик маъносини очиб берди. Система ҳолатининг термодинамик эҳтимолиги W -макроскопик системанинг берилган ҳолатини юзага келтириши мумкин бўлган усуллар сони ёки берилган макроҳолатни юзага келтирувчи микроҳолатлар сонидир. Энтропия учун Больцман қуйидаги ифодани таклиф қилди:

$$S = k \ln W .$$

Шундай қилиб энтропияга қуйидаги статистик талқин бериш мумкин:

Энтропия системанинг тартибсизлик ўлчовини ифодалайди.

Синов саволлари.

1. Айланма жараён (цикл) деб қандай жараёнга айтилади?
2. Қандай жараёнларга қайтар ва қайтмас жараёнлар дейилади?
3. Энтропияга таъриф беринг ва унинг статистик мазмунини тушунтиринг.
4. Термодинамика II асоси таърифларини айтинг.
5. Қандай циклга Карно цикли дейилади?
6. Карно циклининг Ф.И.К. ва унинг максимал қиймати қандай ҳисобланади?
7. Иситгичдан олинган иссиқлик миқдори тўлиқ ишга айланадиган жараён содир бўлиши мумкинми?

Адабиётлар.

68. Т.И. Трофимова. Курс физики. Москва. «Высшая школа», 1998 г. стр. 86-92.
69. И.В. Савельев. Курс физики. Том I. Механика. Молекулярная физика. Москва. «Наука», 1989 г. стр. 289-307.
70. А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. Курс физики. Москва, «Высшая школа», 1989 г. стр. 125-138.
71. О. Ахмаджонов. Физика курси. Тошкент. «Ўқитувчи». I том. Механика ва молекуляр физика. 1987 й. 206-235 бетлар.
72. Р.Ф. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Москва. «Мир». 1977 й. Том III-IV. стр. 337-352.

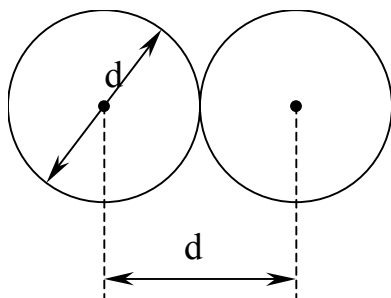
17-март

Режа

Молекулалар эркин югуриш
йўлининг ўратча узунлиги.
Эркин югуриш ўртача йўлининг
температурага боғлиқ-лиги.
Сёзерленд формуласи. Газларда
кўчиш ҳодиса-лари. Газларнинг
қовушқоқлиги. Газларнинг
иссиқлик ўтказувчанлиги.
Қовушқоқлик ва иссиқлик
ўтказувчанлик коэффициентлари.
Газларда диффузия ҳодисаси.
Диффузия коэффициенти билан
қовушқоқлик оқэффициенти
орасидаги боғланиш.

Эркин югуриш йўлининг ўртача узунлиги.

Газ молекулалари иссиқлик ҳаракатида иштирок этар экан, узлуксиз равишда бир-бири билан тўқнашиб туради. Икки молекула бир-бирига тўқнашганда уларнинг марказлари яқинлашадиган минимал масофа *молекуланинг эффектив диаметри* d деб аталади. Молекулаларнинг тезлиги ошганда, яъни температура кўтарилганда эффектив диаметр бир оз камаяди. $\sigma = \pi d^2$ катталиқ *молекуланинг эффектив кесими* деб аталади.



Молекула кетма-кет келадиغان иккита тўқнашиш орасидаги вақт ичида бирор l йўл босиб ўтади, бу йўл *эркин югуриш йўлининг узунлиги* деб аталади. Эркин югуриш йўлининг узунлиги тасодифий микдордир. Баъзан молекула иккита тўқнашиш орасида анча катта йўл босиб ўтишга

муваффақ бўлади, баъзан эса бу йўл жуда кичик бўлиши мумкин.

Кўрсатиш мумкинки, молекуланинг ҳеч тўқнашмасдан l йўл босиб ўтишининг $\omega(l)$ эҳтимоли;

$$\omega(l) = e^{-\frac{l}{\lambda}}$$

(1)

формула билан аниқланади, бу ерда λ -молекуланинг кетма-кет келган иккита тўқнашиш орасида босиб ўтадиган ўртача l йўли, бу йўл *эркин югуриш йўлининг ўртача узунлиги* деб аталади. (1) га мувофиқ бирор l йўлни ҳеч тўқнашмасдан ўтишининг эҳтимоли l ортган сари экспоненциал равишда камаяди. Бир секунд ичида молекула ўрта ҳисобда ўртача $\bar{v}$ тезликка тенг бўлган масофани босиб ўтади. Агар молекула бир секунд ичида ўрта ҳисобда v марта тўқнашса, у ҳолда эркин югуриш йўлининг ўртача узунлиги;

$$\lambda = \frac{\bar{v}}{v}$$

(2)

бўлиши равшан.

Бир секунд ичидаги тўқнашишларнинг ўртача сони қуйидагига тенг бўлади;

$$v = \sqrt{2\pi d^2 \bar{v} n}$$

(3)

Бу ифодани (2) га қўйиб югуриш йўлининг ўртача узунлигини қуйидагича ифодалаймиз;

$$\lambda = \frac{l}{\sqrt{2\pi d^2 n}}$$

(4)

d эффектив диаметри ўрнига молекуланинг σ эффектив кесимини қўйиб, қуйидаги формулани топамиз;

$$\lambda = \frac{l}{\sqrt{2\sigma n}}$$

(5)

Ўзгармас температурада n сон p босимга пропорционал равишда ўзгаргани учун, эркин югуриш йўлининг ўртача узунлиги босимга тескари пропорционалдир;

$$\lambda = \frac{l}{p}$$

(6)

Юқорида айтиб ўтилгандек, температура кўтарилганда молекулаларнинг эффектив диаметри камаяди. Шунинг учун температура кўтарилганда эркин югуриш йўлининг ўртача узунлиги ортади. λ билан T орасидаги боғланиш Сёзерленднинг қуйидаги формуласи билан ифодаланди;

$$\lambda = \lambda_{\infty} \frac{T}{T + C}$$

(7)

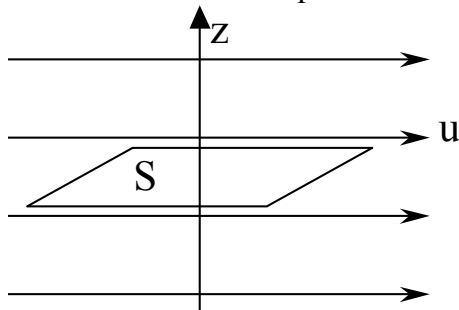
бу ерда C -ҳар бир газ учун характерли бўлган ўзгармас катталиқ, унинг ўлчамлиги температура ўлчамлиги билан бир хил, у *Сёзерленд доимийси* деб аталади. λ_∞ – эркин югуриш йўлининг $T = \infty$ бўлгандаги ўртача узунлиги. (7) дан кўринадики, $T=C$ температурада λ нинг қиймати $0,5 \lambda_\infty$ га тенг бўлади.

Кўчиш ҳодисалари. Газларнинг қовушқоқлиги.

Мувозанатли ҳолат газ эгаллаб турган ҳажмнинг нуқталарида температура, босим, турли хил молекулаларнинг нисбий сони ва шу каби катталиқларнинг бир хил бўлиши билан характерланади. Газнинг мувозанат ҳолатдан четлашганида юз берадиган ҳодисаларни текширамыз, лекин бунда четланишлар унча катта бўлмаган ҳолларни текшириш билан чегараланамиз. Бундай ҳодисалар *кўчиш ҳодисалари* деб аталади.

Статистик физика жисмларнинг фақат мувозанат ҳолати билан иш кўради. Мувозанат бузилганда юз берадиган жараёнларни ўрганувчи фан физик кинетика деб аталади.

Ўтиш ҳодисаларини биз газларнинг қовушқоқлигидан



бошлаб текширамыз. Агар газ оқимидаги u тезлик қатламдан қатламга ўзгарса, u ҳолда иккита қышни қатлам чегарасида ички ишқаланиш кучи таъсир қилади. Механикадан маълумки, бу кучнинг катталиги қуйидаги эмпирик формула билан аниқланади;

$$F = \eta \frac{du}{dz} S$$

(1)

бу ерда η -қовушқоқлик коэффициенти (ёки ички ишқаланиш коэффициенти), $\frac{du}{dz}$ – тезлик градиенти, яъни газ ҳаракатининг u тезлиги қатламларни ажратиб турган сиртга перпендикуляр бўлган z йўналишда нақадар тез ўзгаришини кўрсатадиган катталиқ, S эса f куч таъсир қилаётган сиртнинг катталиги.

Ички ишқаланиш кучининг пайдо бўлишини тушуниб олиш учун, қалинлиги Δz бўлган бир-бирига тегувчи иккита газ қатламини кўриб чиқамиз. Қатламлар турли хил u_1 ва u_2 тезликлар билан ҳаракатланади, деб фараз қиламиз. Газнинг ҳар бир молекуласи иккита ҳаракатда, ўртача тезлиги $\bar{u}$ бўлган иссиқлик ҳаракатида ва тезлиги u бўлган тартибли ҳаракатда қатнашади, u тезлик $\bar{u}$ дан анча кичик.

Бирор пайтда қатламларнинг импульслари K_1 ва K_2 бўлсин. Бу импульслар ўзгармай қололмайди., чунки иссиқлик ҳаракати туфайли молекулалар бир қатламдан иккинчисига муттасил ўтиб туради. Δt вақт ичида S сирт орқали иккала йўналишда бир хил:

$$\Delta N = \frac{1}{6} n \bar{u} S \Delta t$$

(2)

сондаги молекулалар ытади.

Молекула иккинчи қатламга ўтганда шу қатламнинг молекулалари билан тўқнашади, бунинг натижасида u ўз импульсининг ортиқчасини бошқа молекулаларга беради (агар u каттароқ тезлик билан ҳаракатланувчи қатламдан учиб келган бўлса) ёки ўз импульсини бошқа молекулалар ҳисобига орттиради (агар u кичикроқ тезлик билан ҳаракатланувчи қатламдан учиб келган бўлса). Натижада тезроқ ҳаракатланувчи қатламнинг импульси камаяди, секинроқ ҳаракатланувчи қатламнинг импульси эса ортади.

Масалан, молекулалар Δt вақт ичида биринчи қатламдан Δp га тенг бўлган импульс олиб кетади;

$$\Delta p'_1 = \Delta N m u_1$$

бу ердаги ΔN сон (2) формула билан аниқланади, m -молекула массаси.

Айни вақтда биринчи қатламга:

$$\Delta p''_1 = \Delta N m u_2$$

импульс олиб ўтилади. Бинобарин, Δt вақт ичида биринчи қатламнинг импульси қуйидагига тенг орттирма олади;

$$\Delta p_1 = \Delta p''_1 - \Delta p'_1 = \Delta N m (u_2 - u_1) = \frac{1}{6} n \bar{v} m (u_2 - u_1) S \Delta t$$

Ана шунга ўхшаган мулоҳазалар юритиб, иккинчи қатламнинг импульси:

$$\Delta p_2 = -\Delta p_1$$

орттирма олишини осонгина аниқлаш мумкин.

Импульснинг ўзгариши билан куч орасидаги боғланишга асосланиб туриб, қуйидаги фикрни айтиш мумкин, қатламлар гуё биринчи қатламга S сирт бўйлаб

$$F_1 = \frac{\Delta p_1}{\Delta t} = \frac{1}{6} n \bar{v} m (u_2 - u_1) S$$

(3)

куч, иккинчи қатламга эса;

$$F_2 = -F_1 = \frac{1}{6} n \bar{v} m (u_1 - u_2) S$$

куч таъсир қилаётганидек ҳаракатланади.

(3) формуладан иккита қўшни қатламнинг бир-бирига кўрсатадиган таъсир кучи ажралиш сирти орқали бир секундда молекулалар олиб ўтадиган импульсга тенг, деган хулоса чиқади.

Ишқаланиш кучининг охириги формуласини топиш учун тезлик иккита қатламнинг чегарасида сакраб ўзгармасдан, балки қатламларга перпендикуляр бўлган z йўналишида узлуксиз ўзгаришини ҳисобга олиш керак, S сирт орқали учиб ўтадиган ҳар бир молекула ўзининг охириги тўқнашиш юз берган жойдаги тезлигининг u қиймати билан аниқланадиган импульс олиб ўтади.

S сиртдан ундан ҳар хил l масофаларда бошқа молекулалар билан тўқнашган молекулалар учиб ўтади. Ўрта ҳисобда молекулаларнинг охириги тўқнашуви S сиртдан эркин югуриш йўлининг ўртача λ узунлигига тенг бўлган масофада юз беради. Шунинг учун, S орқали юқоридан пастга қараган йўналишда учиб ўтадиган молекулалар тезлигининг қиймати $z+\lambda$ координатали кесимдаги қийматига тенг деб, пастдан юқорига қараган йўналишда ўтадиган молекулалар тезлигининг қиймати $z-\lambda$ координатали кесимдаги қийматига тенг деб олиш керак. λ жуда кичкина бўлгани учун бу тезликларни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$u(z + \lambda) = u(z) + \frac{du}{dz} \lambda$$

(4)

$$u(z - \lambda) = u(z) - \frac{du}{dz} \lambda$$

бу ерда $u(z)$ -газнинг S ажралиш чегарасини биз фикран жойлаштирган жойдаги кесимдаги тезлиги, $\frac{du}{dz}$ -ҳосиланинг ўша кесимдаги қиймати.

Энди ишқаланиш кучини (3) формуладан фойдаланиб ҳисоблаб чиқариш мумкин, бунинг учун u_1 ва u_2 ўрнига уларнинг (4) қийматларни қўйиш керак;

$$F = \frac{1}{6} n \bar{v} m \left(\frac{du}{dz} 2\lambda \right) S$$

nm кўпайтма газнинг ρ зичлигига тенг эканлигини эътиборга олиб, бу формулани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин;

$$F = \left(\frac{1}{3} \rho \bar{v} \lambda \right) \frac{du}{dz} S$$

(5)

(5) формулани (1) эмпирик формула билан таққослаш шуни кўрсатадики, биз газокинетик тасаввурларга асосланиб F

нинг $\frac{du}{dz}$ ва S га боғланишини тўғри топибгина қолмай, балки η қовушқоқлик коэффициентининг ифодасини ҳам топдик. Дарҳақиқат, бу формулаларни солиштирсак:

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \bar{v} \lambda$$

эканлиги келиб чиқади.

Газларнинг иссиқлик ўтказувчанлиги.

Агар бирор муҳитда бирор z йўналиш бўйлаб температура доимий қолса, u ҳолда ўша йўналиш бўйлаб иссиқлик оқими қарор топиши тажрибада аниқланган. Бу иссиқлик оқимининг катталиги:

$$q = -\Lambda \frac{dT}{dz} S$$

(1)

формула билан аниқланади, бу ерда q - z ўққа перпендикуляр вазиятда жойлашган S юз орқали вақт бирлиги ичида оқиб

ўтадиган иссиқлик миқдори $\frac{dT}{dz}$ -температура градиенти, Λ -

муҳитнинг хоссаларига боғлиқ бўлган пропорционаллик коэффициенти; u иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти деб аталади. q нинг ўлчамлиги ж/сек. Бинобарин, Λ нинг ўлчамлиги ж/м*сек*град бўлади. (1) формуладаги “—” ишора температура ортадиган йўналиши билан иссиқлик оқаётган йўналиш қарама-қарши эканлигини, яъни иссиқлик температуранинг пасайиш томонига қараб оқишини билдиради. (1) даги иссиқлик оқими алгебраик катталикдир, агар иссиқлик z ўқининг мусбат йўналишида оқса, q мусбат бўлади, агар иссиқлик z ўқининг манфий йўналишида оқса, u ҳолда q манфий бўлади.

S юза орқали t вақт ичида оқиб ўтадиган Q иссиқлик миқдорини ҳисоблаб топиш учун q ни t га кўпайтириш керак;

$$Q = qt = -\Lambda \frac{dT}{dz} St$$

(2)

Агар газнинг ҳар хил нуқталардаги температураси ҳар хил бўлса, у ҳолда молекулаларнинг бу нуқталардаги ўртача энергияси ҳам ҳар хил бўлади.

Молекулалар иссиқлик ҳаракати натижасида бир жойдан бошқа жойга кўчар экан, ўзлари жамғарган энергияни олиб ўтади. Энергиянинг бундай ўтиши газларда иссиқлик ўтказувчанлик жараёнининг юзага келишига сабаб бўлади.

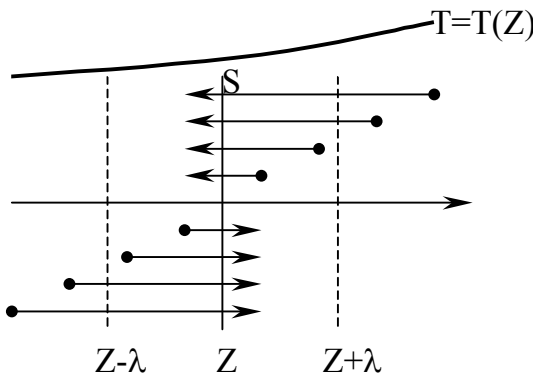
Ўзидан олинган бирор йўналиш бўйлаб температура қандайдир бир усул билан ўзгартириб турилган газни кўриб чиқамиз. Бу йўналишни z ҳарфи билан белгилаймиз. Бу йўналишга перпендикуляр бўлган S юзани фикран тасаввур қиламиз. S юза орқали унинг нормали йўналишида учиб ўтаётган молекулалар сони:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{1}{6} n \bar{v} S$$

(3)

ифода билан аниқланади.

Ҳар бир молекула у билан бошқа молекула охирги марта тўқнашган жойдаги температурага мос энергияга эга бўлади.



Бу тўқнашув ўрта ҳисобда S дан молекуланинг эркин югуриш йўлининг ўртача λ узунлигига тенг масофада юз беради. Шунинг учун чапдан ўнга қараб учаётган молекулаларни ($z-\lambda$) текисликдаги T_1

температурага мос келувчи $\bar{\epsilon}_1$ энергияга эга дейиш, қарама-қарши йўналишда учаётган молекулаларни эса ($z+\lambda$)

текисликдаги T_2 температурага мос келувчи $\bar{\varepsilon}_2$ энергияга эга дейиш лозим.

S юза орқали ҳар бир йўналиш бўйлаб учиб ўтадиган молекулаларнинг сонини (3) формуладан топамиз, бунда n ва

U нинг S кесимдаги қийматларини қўямиз. У ҳолда S юза орқали z ўқининг мусбат йўналишида бир секунд ичида молекулалар олиб ўтадиган энергия микдорини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$q = \frac{dN}{dt} (\bar{\varepsilon}_1 - \bar{\varepsilon}_2) = \frac{1}{6} n \bar{v} S \left(\frac{i}{2} k T_1 - \frac{i}{2} k T_2 \right) = \frac{1}{6} n \bar{v} S \frac{i}{2} k (T_1 - T_2) \quad (4)$$

λ жуда кичик бўлгани учун;

$$T_1 = T - \frac{dT}{dz} \lambda, \quad T_2 = T + \frac{dT}{dz} \lambda$$

деб ҳисоблаш мумкин, бу ерда T-S юза жойлашган жойидаги температура, $\frac{dT}{dz}$ – T дан z бўйича олинган ҳосиланинг ўша жойдаги қиймати. Бу қийматларни (4) формулага қуйиб, q ни топамиз;

$$q = -\frac{1}{6} n \bar{v} S \frac{i}{2} k \frac{dT}{dz} 2\lambda$$

Бу ифодани молекуланинг m массаси ва $n N_A$ Авагадро сонига кўпайтирамиз ва бўламиз:

$$q = -\frac{1}{6} m n \bar{v} S \frac{i}{2} \frac{k N_A}{m N_A} \frac{dT}{dz} 2\lambda$$

Сўнгра, $mn = \square$ эканлигини ва;

$$\frac{i}{2} \frac{k N_A}{m N_A} = \frac{1}{\mu} \frac{i}{2} R = \frac{1}{\mu} C_V = c_V$$

эканлигини ҳисобга олиб, (c_v – ҳажм ўзгармас бўлгандаги солиштирма иссиқлик сиғими) q ни қуйидагича ёзиш мумкин;

$$q = -\left(\frac{1}{3}\rho\bar{v}\lambda c_v\right)\frac{dT}{dz}S$$

(5)

(5) ни (1) га солиштириб, газларнинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентини қуйидагича ифодалаймиз;

$$\Lambda = \frac{1}{3}\rho\bar{v}\lambda c_v$$

(6)

η нинг формуласини Λ нинг (6) формуласига солиштириб;

$$\Lambda = \eta c_v$$

(7)

эканлигини топамиз. Яъни аниқроқ бажарилган ҳисоблар Λ билан η орасида қуйидагича боғланиш мавжуд эканлигини кўрсатади:

$$\Lambda = K\eta c_v$$

Бу ерда K – сонли коэффициент бўлиб, қуйидаги формула билан аниқланади:

$$K = \frac{9\gamma - 5}{4}$$

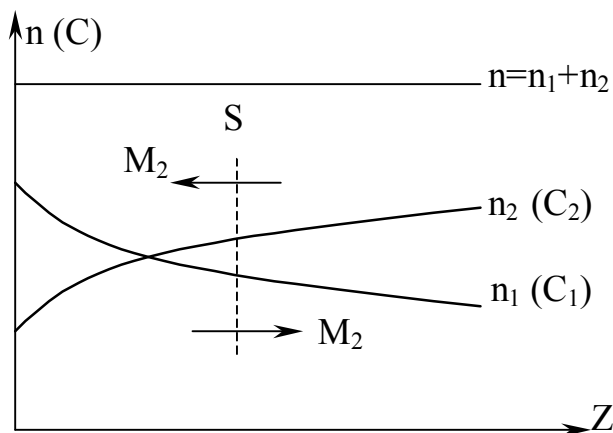
Газларда диффузия ҳодисаси.

Бир қанча компонентадан, яъни бир неча хил молекулалардан иборат газ аралашмасини кўриб чиқайлик. i – компонентанинг ҳажм бирлигидаги молекулалари сонини n_i билан белгилаймиз.

Фазонинг турли нуқталарида газ компоненталарининг концентрацияси бир хил бўлмай қолиши мумкин. Бу ҳолда молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати туфайли концентрацияларнинг тенглашиш жараёни юз беради, бу жараёнда i -компонентанинг массаси унинг концентрацияси камаядиган йўналишда кўчади. Бу ҳодиса диффузия деб аталади.

Диффузия ҳодисасида молекулаларнинг тўлиқ сони ва бинобарин, босим ўзгармайди. Фақат турли хил молекулалар қайта тақсимланади, яъни n_i катталиклар ўзгаради, шу билан бирга бирор жойда компоненталардан бири учун n_i ортса, айнаи вақтда бошқа компоненталар учун n_i ўзгаради, натижада n_i лар йиғиндиси ўзгармай қолаверади.

Бирор ҳажм ичида иккала компонентанинг z йўналиши бўйлаб концентрациялари градиенти бирор йўл билан вақт бўйича ўзгартирмай сақлаб турилади деб фараз қиламиз. Бутун ҳажмда босим бир хил. Бинобарин, ҳар бир кесимда n_1+n_2



йиғинди бир хил бўлади. Бу ҳолда z га перпендикуляр бўлган S юза орқали биринчи тур молекулаларнинг кўпрок чапдан ўнгга қараб йўналган оқими ҳосил бўлади.

Бу оқимни бир секунд ичида S юза орқали олиб ўтиладиган M_1 масса билан характерлаш мумкин. Бу массанинг ифодаси Фик қонунига асосан қуйидагича ёзилади:

$$M_1 = -Dm_1 \frac{dn_1}{dz} S$$

бу ерда D -пропорционаллик коэффиценти бўлиб, диффузия коэффиценти деб аталади. $\frac{dn_1}{dz} - S$ юза фикран жойлаштирилган кесимдаги абсолют концентрациянинг градиенти. m_1 - биринчи тур молекуланинг массаси.

Равшанки, S юза орқали t вақт ичида олиб ўтиладиган масса қуйидагига тенг;

$$M_1 = -Dm_1 \frac{dn_1}{dz} St$$

(2)

Айни вақтда иккинчи хил молекулаларнинг биринчи нав молекулаларига қарши йўналган оқими мавжуд бўлади, бу оқим ҳам олдингиси каби қуйидаги ифода билан аниқланади;

$$M_2 = -Dm_2 \frac{dn_2}{dz} S$$

(1) тенглама диффузиянинг эмпирик тенграмасидир. Бундаги “—” ишора масса (молекулалар) мазкур компонентанинг концентрацияси камаядиган йўналишда кўчишини кўрсатади. Диффузия тенграмасини молекуляр-кинетик тасвурларга асосланиб чиқариш мумкин. Ҳисобни соддалаштириш учун иккала компонента молекулаларнинг массалари бир-биридан жуда оз фарқ қилади ($m_1 \approx m_2 \approx m$) ва уларнинг эффектив кесимлари деярли бир хил ($\sigma_1 \approx \sigma_2 \approx \sigma$) деб ҳисоблаймиз. Бу ҳолда иккала компонента

молекулаларнинг иссиқлик ҳаракатининг $\bar{U}$ ўртача тезлигини бир хил деб олиб, эркин югуриш йўлининг ўртача узунлигини:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}\sigma n}$$

формуладан ҳисоблаб топиш мумкин, бу ерда $n = n_1 + n_2$

Биринчи компонента концентрациясининг z ўқ бўйлаб ўзгариши $n_1 = n_1(z)$ функция орқали ифодалансин, деб фараз қилайлик. S юза орқали учиб ўтувчи ҳар бир молекула ўзига тегишли m массани олиб ўтади. Биринчи компонента молекуланинг S юза орқали z ўқ йўналишида бир секундда ўтадиганлари сонини N'_1 билан, z йўналишига қарама-қарши ўтадиган ўшандай молекулалар сонини N''_1 билан белгилаймиз.

У ҳолда биринчи компонентанинг бир секунд ичида z йўналишида олиб ўтиладиган массаси қуйидаги кўринишда тасвирланиши мумкин:

$$M_1 = (N'_1 - N''_1)m$$

(3)

Олдинги ҳоллардагидек S юзани кесиб ўтувчи молекулалар S дан эркин югуриш йўлининг ўртача узунлигига тенг масофаларда турадиган кесимлардан учиб келади, деб ҳисоблаш мумкин. У ҳолда S дан z ўқ йўналишида учиб ўтадиган молекулалар сони ҳажм бирлигидаги молекулалар сонининг $z-\lambda$ координатали кесимга тўғри келадиган n'_1 қиймати билан аниқланади, бунга қарши йўналишда учиб ўтадиган молекулаларнинг сони $z+\lambda$ координатали кесимга тўғри келадиган n''_1 қиймат билан аниқланади. Шундай қилиб N'_1 ва N''_1 сонлари;

$$N_1 = \frac{1}{6} n_1 \bar{v} S$$

ифода билан аниқланади, бу ерда N'_1 учун $n'_1 = n_1(z-\lambda)$ қиймат, N''_1 учун эса $n''_1 = n_1(z+\lambda)$ сон олиниши керак. N'_1 ва N''_1 нинг қийматини (3) га қўйиб, M_1 ни топамиз;

$$M_1 = -\frac{1}{6} \bar{v} S \frac{dn_1}{dz} 2\lambda m$$

ёки

$$M_1 = -\left(\frac{1}{3} \bar{v} \lambda\right) m_1 \frac{dn_1}{dz} S$$

(4)

(4) ни (1) билан солиштириб, диффузия коэффицентининг газокинетик ифодасини топамиз:

$$D = \frac{1}{3} \bar{v} \lambda$$

(5)

D нинг ўлчов бирлиги $\text{м}^2/\text{сек}$ эканлиги (5) дан келиб чиқади.

Синов саволлари.

1. Молекулаларнинг эркин югуриш йўли газ температурасига боғлиқми?
2. Молекулаларнинг эркин югуриш йўли газ босими ошса қандай ўзгаради?
3. Газ, суюқ ва қаттиқ моддаларда кўчиш ҳодисасининг моҳияти нимадан иборат?
4. Газлар иссиқлик ўтказувчанлик коэффиценти қандай катталиклар билан боғлиқ?
5. Диффузия ҳодисаси нима ва Фик қонуни қандай ифодаланади?
6. Динамик қовушқоқлик η , диффузия коэффиценти D ва иссиқлик ўтказувчанлик коэффиценти λ орасида қандай муносабатлар мавжуд?

Адабиётлар.

73. Т.И. Трофимова. Курс физики. Москва. «Высшая школа», 1998 г. стр. 73-77.
74. И.В. Савельев. Курс физики. Том I. Механика. Молекулярная физика. Москва. «Наука», 1989 г. стр. 269-288.
75. А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. Курс физики. Москва, «Высшая школа», 1989 г. стр. 114-120.
76. О. Ахмаджонов. Физика курси. Тошкент. «Ўқитувчи». I том. Механика ва молекуляр физика. 1987 й. 192-205 бетлар.
77. Р.Ф. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Москва. «Мир». 1977 й. Том III-IV. стр. 316-333.

18-майруза

Режа

Реал газлар. Молекулалар
орасидаги ўзаро таъсир кучи.

Реал газ изотермалари. Ван-дер-Ваальс тенгла-маси. Тенглама доимийларининг маъноси. Критик пара-метрлар. Экспериментал изотермалар. Реал газнинг ички энергияси. Жоуль-Томсон эффекти.

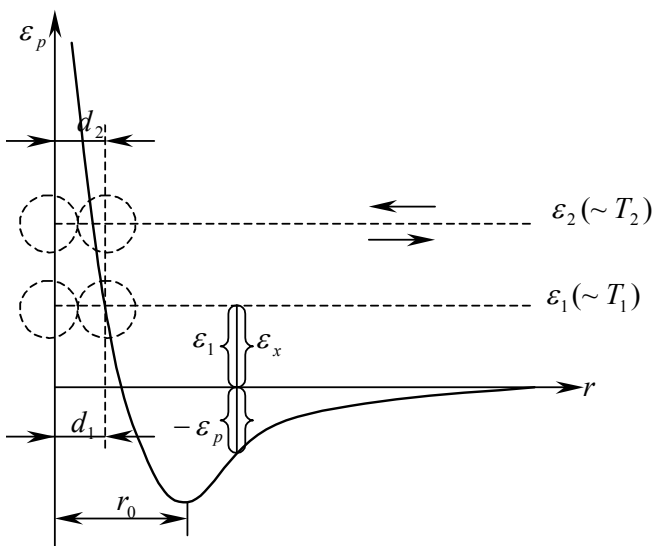
Газларнинг идеалликдан четланиши.

Реал газларнинг характери босим унча юқори бўлмаган, температура эса етарлича юқори бўлган ҳоллардагина:

$$pV = \frac{m}{\mu} RT$$

тенглама билан анча яхши тавсифланади. Босим ортиши ва температура камайиши билан бу тенгламадан анча четланишлар кузатилади. Босим ортганда газнинг зичлиги ортади, бу эса молекулалар орасидаги ўртача масофанинг камайишига олиб келади, шунинг учун молекулаларнинг ҳажми ва улар орасидаги ўзаро таъсир мушум роль ўйнай бошлайди.

Молекулалар орасидаги ўзаро таъсир характери 1-расмда келтирилган эгри чизик ёрдамида кўрсатиш мумкин. Бу эгри чизик икки молекуланинг ўзаро потенциал энергиясини шу молекулаларнинг марказлари орасидаги r масофанинг функцияси сифатида тасвирлайди. Бу эгри чизикни яшашда бир-биридан чексиз катта масофада турган молекулаларнинг потенциал энергияси нолга тенг деб олинган.



Потенциал энергиянинг масофа функцияси сифатидаги ифодасини билган ҳолда молекулалар бир-биридан ҳар хил масофада

турганида қандай куч билан ўзаро таъсирлашишини аниқлаш мумкин. Бунинг учун механикадан маълум бўлган:

$$F = -\frac{d\varepsilon_p}{dr}$$

муносабатдан фойдаланиш керак. Бу ердаги “-” ишора шуни билдирадики, молекулаларнинг ўзаро таъсир кучлари уларни энг кичик потенциал энергияли ҳолатга келтиришга интилади. Бинобарин, молекулалар орасидаги масофалар r_0 дан ортиқ бўлганда улар орасида ўзаро тортиш кучлари таъсир қилади, молекулалар орасидаги масофалар r_0 дан кичик бўлганда эса улар орасида итариш кучлари таъсир қилади. Эгри чизиқнинг тегишли жойдаги тиклиги кучнинг катталигини кўрсатади.

Молекулалар орасидаги ўртача масофа камайгани сари, яъни газ зичлиги ортгани сари молекулалар орасида тортишиш кучларининг роли тобора ортади.

Ван-дер-Ваальс тенгламаси.

Реал газларнинг характериини ифода этиш учун берилган жуда кўп тенгламалар ичида Ван-дер-Ваальс тенгламаси энг содда бўлиши билан бирга жуда яхши натижалар беради. Бу

тенглама $pV_m = RT$ тенгламага тузатмалар киритиш йўли билан ҳосил қилинган бўлиб, қуйидагича кўринишга эгадир:

$$\left(p + \frac{a}{V_m^2} \right) (V_m - b) = RT \quad (1)$$

бу ерда p -газга ташқаридан кўрсатилаётган босим (бу босим газнинг идиш деворларига кўрсатадиган босимига тенг), a ва b -Ван-дер-Ваальс доимийлари бўлиб, ҳар хил газлар учун ҳар хил қийматга эга, бу қийматлар тажриба йўли билан топилади. Агар босим квадрат метрга ньютон ҳисобида, ҳажм молга куб метр ҳисобида ифодаланса, a доимийнинг ўлчамлиги $\text{н} \cdot \text{м}^4 / \text{моль}^2$, b доимийнинг ўлчамлиги $\text{м}^3 / \text{моль}$ бўлади. Баъзан a доимий $\text{ат} \cdot \text{л}^2 / \text{моль}^2$ билан, b доимий эса $\text{л} / \text{моль}$ билан ҳам ифодаланadi.

b доимий молекулалар ўлчамлари чекли бўлгани туфайли ҳажмнинг молекулалар ҳаракат қилолмайдиган қисмини аниқлайди. Бу доимий молекулалар ҳажмининг тўртланганига баравар.

a/V_m^2 тузатма молекулаларнинг бир-бирига ўзаро тортишиши туфайли ҳосил бўладиган p_i ички босимни ифодалайди. Агар молекулалар ўртасида ўзаро таъсир тўсатдан йўқ бўлиб қолса эди, у ҳолда газни ўша ҳажмда сақлаб қолиш учун ташқи босимни p_i ички босимга тенг миқдорда орттиришга тўғри келган бўлар эди.

(1) тенглама бир моль газ учун ёзилган. z моль газга мос келувчи ихтиёрий m массали ($z=m/\mu$) газга оид тенгламага ўтиш учун ўша шароитда унинг z марта ортиқ ҳажм эгаллашини, яъни:

$$V = zV_m$$

бўлишини ҳисобга олиш керак.

(1) да V_m ўрнига V/z қўйиб, қуйидаги тенгламани топамиз:

$$\left(p + \frac{z^2 a}{V^2} \right) \left(\frac{V}{z} - b \right) = RT$$

Бу тенгламани z га кўпайтириб ва қуйидаги:

$$a' = z^2 a; \quad b' = zb$$

(2)

белгиларни киритиб, z моль газга оид Ван-дер-Ваальс тенгламасини ҳосил қиламиз:

$$\left(p + \frac{a'}{V^2}\right)(V - b') = zRT$$

(3)

Ван-дер-Ваальснинг z молга оид доимийлари a' ва b' ҳарфлари билан белгиланган. Бу доимийлар билан a ва b орасидаги боғланиш (2) муносабатлар орқали берилади. a' нинг ўлчамлилиги $\text{н}\cdot\text{м}^4$, b' доимийнинг ўлчамлиги ҳажмнинг ўлчамлиги билан бир хил.

Зичлиги камайганда барча реал газларнинг хоссалари идеал газ хоссаларига яқинлашгани учун, ҳажм чексизликка интилгандаги лимитда Ван-дер-Ваальс тенгламаси идеал газ ҳолати тенгламасига айланади. Бунга ишонч ҳосил қилиш учун, pV кўпайтма тахминан ўзгармай қолишини ҳисобга олмоқ ҳамда (3) тенгламада p ва V ни қавсдан ташқарига чиқармоқ керак:

$$pV \left(1 + \frac{1}{pV} \frac{a'}{V}\right) \left(1 - \frac{b'}{V}\right) = zRT$$

(3) тенгламада қавсларни очиб чиқиш ва ҳосил бўлган ифодани V^2 га кўпайтириб, Ван-дер-Ваальс тенгламасини:

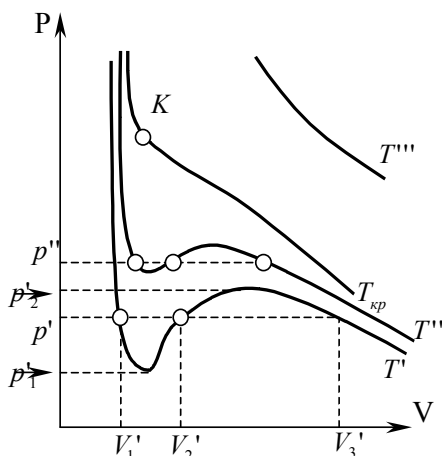
$$pV^3 - (b'p + zRT)V^2 + a'V = a'b'$$

(4)

кўринишга келтириш мумкин. Ҳосил бўлган бу тенглама V га нисбатан кубик тенглама бўлиб, унинг коэффицентлари p ва T параметрларга боғлиқ. Коэффицентлари ҳақиқий бўлган озод ҳадли куб тенглама учта ечимга эга бўлади. Коэффицентлар орасидаги муносабатнинг қандай бўлишига қараб учала ечим ҳақиқий бўлиши ёки биттаси ҳақиқий, қолган иккитаси комплекс бўлиши мумкин. Ҳажм фақат ҳақиқий бўла олгани учун комплекс ечимлар физик маънога эга эмас.

2-расмда температуранинг бир қанча қийматларига оид Ван-дер-Ваальс изотермалари тасвирланган. Температура T'

бўлиб, босим p'_1 дан p'_2 гача соҳада ўзгарганда (4) тенгламанинг коэффицентлари шундай бўладики, унинг учала ечими ҳам ҳақиқий бўлади; босимлар қиймати бошқача бўлганда унинг фақат битта ечимигина ҳақиқий бўлади. Температура кўтарилиши билан тенгламанинг учта ҳақиқий ечими орасидаги фарқ камаяди (T'' ва T''' изотермаларни солиштиринг: $T''' > T''$). Ҳар бир модда учун ўзига хос бўлган маълум бир $T_{кр}$ температурадан бошлаб ҳар қандай босимда (4) тенгламанинг фақат битта ечими ҳақиқий бўлиб қолаверади. $T_{кр}$ температура критик температура деб аталади. Агар температура орттира борилса, тенгламанинг V'_1 , V'_2 ва V'_3 ечимларга мос келувчи нуқталар бир-бирига тобора яқинлашиб, критик нуқтада устма-уст тушади, бу нуқта 2-расмда К ҳарф билан белгиланган. К нуқта критик нуқта деб аталади. Тегишли изотерма учун К нуқта бурилиш нуқтасидир. Бу нуқтада (4) тенгламанинг учала ҳақиқий ечими бир хил бўлади. Критик изотермага К нуқтада ўтказилган уринма температура критик температурага интилган ҳолда p' , p'' ва ҳоказо кесувчилар интиладиган лимитдир. Бинобарин, бу уринма барча кесувчилар каби, V ўқиға параллелдир, шунинг



учун $\frac{dp}{dV}$ ҳосила К нуқтада нолга тенг. Ундан ташқари, бурилиш нуқтасида $\frac{d^2p}{dV^2}$ иккинчи ҳосила нолга тенг бўлиши керак.

(1) тенгламани p га нисбатан ечамиз:

$$p = \frac{RT}{V_m - b} - \frac{a}{V_m^2}$$

(5)

Бу ифодани V_m бўйича дифференциаллаймиз:

$$\frac{dp}{dV_m} = -\frac{RT}{(V_m - b)^2} + \frac{2a}{V_m^3}$$

$$\frac{d^2 p}{dV_m^2} = \frac{2RT}{(V_m - b)^3} - \frac{6a}{V_m^4}$$

Критик нуктада, яъни уларга $T = T_{кр}$, $V_m = V_{m,кр}$ қийматлар қўйилганда бу ифодалар нолга айланиши керак:

$$-\frac{RT}{(V_{m,кр} - b)^2} + \frac{2a}{V_{m,кр}^3} = 0$$

$$\frac{2RT_{кр}}{(V_{m,кр} - b)^3} - \frac{6a}{V_{m,кр}^4} = 0$$

Бу тенгламалар К нукта учун ёзилган:

$$p_{кр} = \frac{RT_{кр}}{V_{m,кр} - b} - \frac{a}{V_{m,кр}^2}$$

(5) тенглама билан бирга $p_{кр}$, $V_{m,кр}$ ва $T_{кр}$ номаълумли учта тенглама ҳосил қилади. Бу тенгламалар системасининг ечими қуйидагича:

$$V_{m,кр} = 3b$$

$$p_{кр} = \frac{a}{27b^2}$$

$$T_{кр} = \frac{8a}{27bR}$$

Шундай қилиб, Ван-дер-Ваальснинг a ва b доимийлари билган ҳолда критик нуктага тегишли $V_{m,кр}$, $p_{кр}$ ва $T_{кр}$ катталикларни топиш мумкин экан, улар критик катталиклар деб аталади. Аксинча, критик катталикларнинг қийматларига қараб Ван-дер-Ваальс доимийларининг қийматларини топиш мумкин.

Критик катталикларнинг ифодаларидан:

$$P_{кр} V_{т,кр} = \frac{3}{8} RT_{кр}$$

эканлиги келиб чиқади, ваҳоланки идеал газнинг ҳолат тенгламасига асосан:

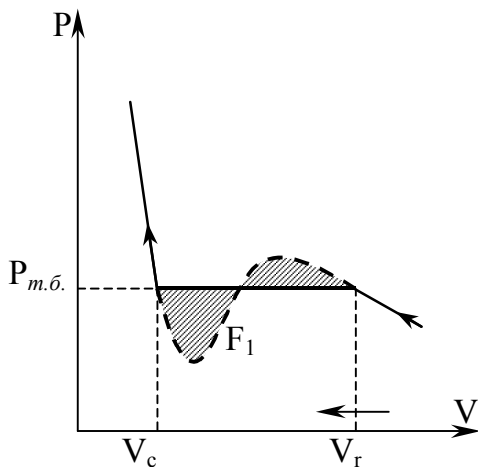
$$P_{кр} V_{т,кр} = RT_{кр}$$

тенглик бажарилиши керак эди.

Экспериментал изотермалар.

Тажрибалардан критик температуралардан паст температурада олинган изотермалар расмда кўрсатилган.

Дастлаб ҳажм камайиши билан газнинг босими ортади, шу билан бирга изотерманинг бориши Ван-дер-Ваальс тенгламасига жуда мос келади. Лекин ҳажмнинг бирор V_r қийматдан бошлаб экспериментал изотерма (3) тенгламага бўйсунмай кўяди. Ҳажмнинг шу қийматидан бошлаб идишдаги босим ўзгариши тўхтайди, бунда модданинг ўзи эса бир жинсли бўлмай қолади, газнинг бир қисми



конденсацияланиб суюқликка айланади. Модда иккита фазага суюқ ва газ фазасига ажралади. Ҳажм янада камая борган сари модданинг тобора кўпроқ қисми суюқ фазага ўтади, бу ўтиш жараёнида босим ўзгармай туради, расмда бу босим $p_{т*б}$ билан белгиланган.

Модданинг конденсацияланиб, суюқликка айланиш жараёни тамом бўлгач

ҳажмнинг бундан кейинги камайишида босим тез ортади. Бундан изотерма яна (3) тенгламага тахминан бўйсунди. Изотерманинг бу қисмга тегишли ҳолатларда модда яна бир

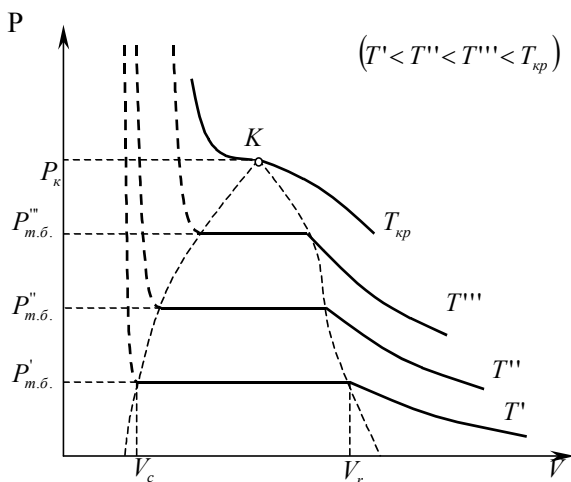
жинсли бўлади, лекин газ ҳолатида эмас, балки суюқ ҳолатда бўлади.

Шундай қилиб, Ван-дер-Ваальс тенгламаси модданинг газ ҳолатинигина эмас, балки модданинг суюқ ҳолатга ўтиш жараёнини ва суюқликнинг сиқилиш жараёнини ҳам тавсифлайди.

Экспериментал изотермани Ван-дер-Ваальс изотермасига солиштириш шу нарсани кўрсатадики, бу изотермалар модданинг бир фазали ҳолатларга тегишли қисмларда анча яхши мос тушиб, модданинг икки фазага қатламланиш соҳасида мутлақо ҳар хил бўлади. Бу соҳада Ван-дер-Ваальс изотермасидаги S шаклидаги букилишга экспериментал изотермада тўғри чизикли горизонтал қисм мос келади.

Расмда температуранинг бир қанча қийматларига оид экспериментал изотермалар кўрсатилган.

Расмдан кўриниб турибдики, температура кўтарилиши билан изотерманинг горизонтал қисми қисқаради ва $T_{кр}$ критик температурада бу қисм нуқтага айланиб қолади. Шунга



мувофиқ равишда суюқлик ва тўйинган буғнинг солиштирма ҳажмлари фарқи ва бинобарин, уларнинг зичликлари фарқи камаяди. Критик температурада бу фарқ бутунлай йўқолади. Айни вақтда суюқлик билан буғ орасидаги ҳар

қандай фарқ ҳам йўқолади.

Агар изотермаларнинг гори-зонтал қисмларининг четки нуқтала-ри орқали чизик ўтказилса модданинг икки фазали ҳолатлари соҳаси-ни чегараловчи кўнғироқсимон эгри чизик

ҳосил бўлади. Критик температурадан юқори температураларда модда ҳар қандай босим шароитида бир жинсли бўлади. Бундай температураларда моддани ҳар қанча қисган билан суолтириб бўлмайди. Кўнғироқсимон эгри чизик ва критик изотерманинг K нуқтадан чапда ётган қисми (p , V) диаграммани уч соҳага бўлади. Модданинг бир жинсли суюқ ҳолатлари соҳаси қия штрих чизик билан белгиланган. Биз биламизки, кўнғироқсимон эгри чизик тагида икки фазали ҳолатнинг соҳаси ётади ва ниҳоят, кўнғироқсимон эгри чизикдан ва критик изотерманинг юқориги тармоғидан ўнг томонда ётадиган соҳа модданинг бир жинсли газ ҳолатларини ифодалайди. Охириги соҳада критик изотерманинг ўнг тармоғи тагида ётувчи қисмни алоҳида ажратиб, уни буғ соҳаси деб аташ мумкин.

Бу соҳадаги ҳар қандай ҳолат газ ҳолидаги бошқа ҳолатлардан шу жиҳатдан фарқ қиладики, бошқа бундай ҳолатда бўлган модда уни изотермик сиққанда суюқланади. Критик температурадан юқори температурада бирор ҳолатда турган модда ҳар қанча сиқилганда ҳам суюқликка айланмайди.

Реал газнинг ички энергияси.

Реал газнинг молекулалари орасидаги ўзаро таъсир натижасида молекулаларнинг ўзаро E_p потенциал энергияси юзага келади ва бу энергия молекулалар ҳаракатининг E_k кинетик энергияси билан бирга газнинг ички энергиясини ташкил этади:

$$U = E_k + E_p.$$

Биз биламизки, бир моль газдаги молекулаларнинг кинетик энергияси $E_k = C_v T$ га тенг, яъни температуранинг функциясидир. Молекулаларнинг ўзаро потенциал энергияси уларнинг орасидаги ўртача масофага боғлиқ. Шунинг учун E_p потенциал энергия V газ ҳажмининг функцияси бўлиши керак. Бинобарин, реал газнинг ички энергияси T ва V дан иборат икки параметрнинг функцияси бўлади.

Газ кенгаётганда молекулалар орасидаги тортишиш кучларни енгиш учун иш бажариш керак. Механикадан маълумки, ички кучларга қарши бажарилган иш системанинг

потенциал энергиясининг ортишига сарф бўлади. Ташқи кучларга қарши бажарилган иш $dA = PdV$ ифода билан аниқлангани каби, бир моль газ молекулалари ўртасида таъсир қилувчи ички кучларга қарши бажариладиган иш $dA=P_idV_m$ ифода кўринишида ёзиш мумкин, бу ерда P_i – Ван-дер-Ваальс тенгламасига бўйсунадиган газ учун a/V_m^2 га тенг ички босим. dA ни молекулалар ўзаро потенциал энергиясининг dE_p орттирмасига тенглаб, қуйидаги ифодани топамиз:

$$dE_p = PdV_m = \frac{a}{V_m^2} dV_m$$

Бу ифодани интеграллаб, E_p потенциал энергия учун қуйидаги ифодани топамиз:

$$E_p = -\frac{a}{V_m} + const$$

Интеграллаш доимийсининг қийматини шундай танлаб олиш керакки, ҳажм чексизликка интилган вақтда ички U энергиянинг ифодаси идеал газ ички энергиясининг ифодасига айланадиган бўлсин. Бу мулоҳазаларга асосланиб, интеграллаш доимийсини нолга тенг деб олиш керак. У ҳолда реал газнинг ички энергияси қуйидагича ифодаланади:

$$U_m = C_v T - \frac{a}{V_m},$$

(1)

бундан кўринадики, температура кўтарилганда ҳам, ҳажм ортганда ҳам ички энергия ортар экан.

Агар газ ташқи муҳит билан иссиқлик алмашмасдан ва ташқи иш бажарилмасдан кенгайса ёки сиқилса, у ҳолда термодинамиканинг биринчи қонунига мувофиқ, газнинг ички энергияси ўзгармай қолавериши керак. Энергияси (1) формула билан аниқланувчи газ учун бу ҳолда қуйидаги шарт бажарилиши керак:

$$dU_m = C_v dT + \frac{a}{V_m^2} dV_m = 0,$$

бундан dT ва dV_m нинг ишоралари ҳар хил эканлиги келиб чиқади.

Бинобарин, бундай шароитларда газ ҳамиша кенгайганда совиши, сиқилганда исиши керак.

Жоуль-Томсон эффекти.

Жоуль билан Томсон газни иссиқлик изоляциясига эга бўлган ва ичида ғовак тўсиғи бор трубкадан ўтказилганда газ тўсиқ орқали ўтиб кенгайиши натижасида температураси бир оз ўзгаришини пайқаганлар. Температура ΔT ўзгаришнинг ишораси бошлашғич босим ва температурага қараб манфий ёки мусбат бўлиши ва жумладан, нолга тенг бўлиб қолиши ҳам мумкин. Бу ҳодиса *Жоуль-Томсон эффекти* деб аталади. Агар газ температураси пасайса ($\Delta T < 0$), эффект мусбат ишорали деб ҳисобланади; агар газ исиса ($\Delta T > 0$), эффект манфий ишорали деб ҳисобланади.

Жоуль-Томсон тажрибасининг схемаси расмда кўрсатилган. Деворлари иссиқликни жуда ёмон ўтказадиган трубка ичида газнинг барқарор (вақт ўтиши билан ўзгармайдиган) оқими ҳосил қилинади. Трубка ичида майда тешиклари бўлган тўсиқ (пахтадан қилинган тиқин) бор бўлиб, мана шу тиқинда босим энг катта P_1 қийматдан энг кичик P_2 қийматга қадар ўзгарган. Бунинг натижасида газ кескин кенгайган. Тажрибада температуралар айирмаси $\Delta T = T_2 - T_1$ ўлчаб борилган.

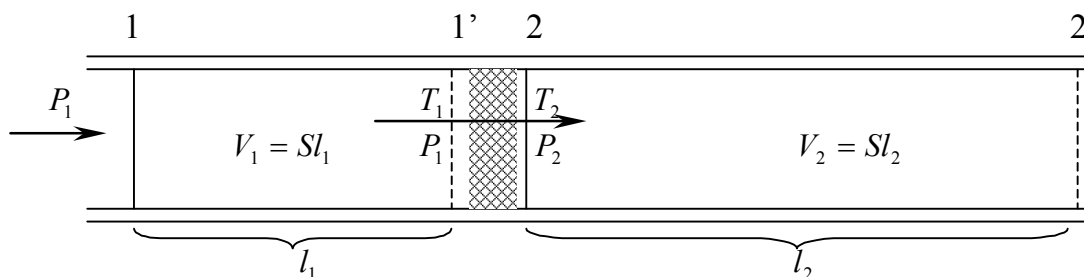
Газнинг 1 ва 2 кесимлар билан чегараланган қисмини фикран ажратиб олайлик. Газ трубка ичида ҳаракат қилгани сари бу кесимлар кўча боради. Бир оз вақт ўтгандан кейин бу кесимлар мос равишда 1' ва 2' вазиятларга келиб қолади деб фараз қиламиз. Газнинг ўша миқдори тўсиқдан кейин тўсиқдан олдинга қараганда каттароқ ҳажм эгаллагани учун 2 кесим 1 кесимга қараганда каттароқ кесимга силжийди. Газнинг фикран ажратиб олинган миқдори учун термодинамика биринчи асосининг тенгламасини ёзамиз. Газ ташқи муҳит билан иссиқлик алмашмасдан (адиабатик) кенгайди. Шунинг учун газ ички энергиясининг орттирмаси газ устида бажарилган ишга тенг бўлиши керак:

$$U_2 - U_1 = A'$$

(1)

Газнинг мазкур микдори устида бажариладиган бу ишни унга қўшни газ бажаради. Газнинг ажратиб олинган қисмига чап томондан $p_1 S$ куч таъсир қилади (S -трубканинг кесими), бу куч ҳаракат томонига йўналган. Ўнг томонидан эса, ҳаракатга қарши йўналган $p_2 S$ куч таъсир қилади. Натижада a газнинг биз текшираётган қисм устида A' иш бажарилади:

$$A' = p_1 S l_1 - p_2 S l_2$$



Sl_1 кўпайтма газнинг кенгайишидан олдин эгаллаб турган V_1 ҳажми, Sl_2 кўпайтма эса газнинг кенгайгандан кейин эгаллаб турган V_2 ҳажми эканлигини ҳисобга олиб, ишни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$A' = p_1 V_1 - p_2 V_2$$

Бу ифодани (1) га қўйиб, қуйидаги муносабатни топамиз:

$$U_1 + p_1 V_1 = U_2 + p_2 V_2 \quad (2)$$

Шундай қилиб, Жоуль-Томсон тажрибаси шароитида газнинг ички энергияси эмас, балки ҳолат функцияси бўлган $U + pV$ катталиқ сақланар экан.

Кенгайгандан кейин газнинг ҳажми катта бўлади, шунинг учун бу газни етарлича даражадаги аниқлик билан идеал газ деб ҳисоблаш мумкин. Шунинг учун $p_2 V_2$ ни RT_2 га тенг дейиш, $U_2 = C_v T_2$ деб олиш мумкин.

$$p_1 V_1 = \left[\frac{RT_1}{V_1 - b} - \frac{a}{V_1^2} \right] V_1.$$

Бу ифодаларнинг ҳаммасини (2) га қўямиз:

$$C_V T_1 - \frac{a}{V_1} + \frac{RT_1 V_1}{V_1 - b} - \frac{a}{V_1} = C_V T_2 + RT_2$$

Учинчи қўшилувчини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{RT_1 V_1}{V_1 - b} = \frac{RT_1 (V_1 - b + b)}{V_1 - b} = RT_1 + \frac{RT_1 b}{V_1 - b}.$$

ΔT ни топамиз

$$\Delta T = T_2 - T_1 = \frac{1}{C_V + R} \left(\frac{RT_1 b}{V_1 - b} - \frac{2a}{V_1} \right).$$

(3)

ΔT нинг ишораси қавслар ичидаги ифоданинг ишораси билан аниқланади.

Куйидаги шарт
бажарилганда нолинчи
эффект ($\Delta T=0$) ўринли
бўлади:

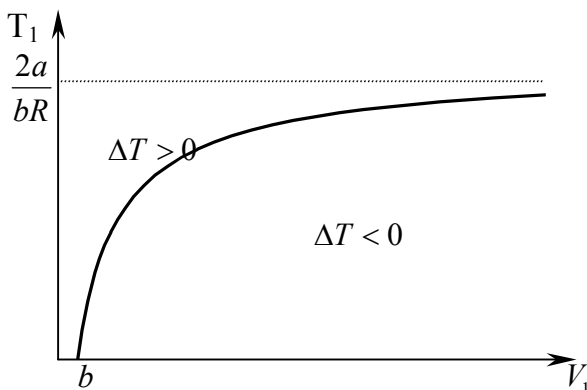
$$\frac{RT_1 b}{V_1 - b} - \frac{2a}{V_1} = 0$$

(4)

(V_1, T_1) текисликда

(4) тенглама расмда
тасвирланган эгри чизик

билан ифодаланади. Бу эгри чизикнинг нуқталари T_1 ва V_1 параметрларнинг $\Delta T=0$ бўлган вақтдаги қийматларини аниқлайди. Эгри чизикдан юқорида ётувчи нуқталар T_1 ва V_1 нинг $\Delta T>0$ бўлган вақтдаги қийматларини аниқлайди (эгри чизикдан юқorigа қараб кўчилганда қавс ичидаги биринчи қўшилувчи ортади ва қавс ичидаги ифода нолдан катта бўлиб қолади). Эгри чизикдан пастда ётувчи нуқталар T_1 ва V_1 параметрларнинг эффект мусбат ($\Delta T<0$) бўлгандаги қийматларини аниқлайди. (2) тенглама билан ифодаланувчи эгри чизик *инверсия эгри чизиги* деб аталади.



Шундай қилиб, эффектнинг ишораси ва катталиги газнинг бошланғич температураси ва бошланғич ҳажми (ёки бошланғич босими) билан аниқланади. $T_1 > \frac{2a}{bR}$ бўлганда эффект ҳамиша манфий бўлади. $T_1 < \frac{2a}{bR}$ бўлган ҳолда бошланғич ҳажм етарлича катта бўлгандагина (яъни бошланғич босим етарлича кичик бўлгандагина) эффект мусбат бўлади.

Синов саволлари.

1. Реал газ молекулалари орасидаги ўзаро таъсир кучининг характери́ни тушунтириб беринг.
2. Реал газлар учун ҳолат тенгламаси қандай кўринишга эга?
3. Ван-дер-Ваальс доимийларининг маъноси нимадан иборат?
4. Реал газ изотермалари идеал газ изотермаларидан қандай фарқ қилади?
5. Критик параметрларнинг маъноси нима?
6. Реал газларнинг ички энергияси ифодасини ёзинг ва тушунтириб беринг.
7. Жоуль-Томсон эффектнинг моҳияти нимадан иборат?

Адабиётлар.

78. Т.И. Трофимова. Курс физики. Москва. «Высшая школа», 1998 г. стр. 92-99.
79. И.В. Савельев. Курс физики. Том I. Механика. Молекулярная физика. Москва. «Наука», 1989 г. стр. 308-325.
80. А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. Курс физики. Москва, «Высшая школа», 1989 г. стр. 141-153.
81. О. Ахмаджонов. Физика курси. Тошкент. «Ўқитувчи». I том. Механика ва молекуляр физика. 1987 й. 236-248 бетлар.

19-майруза

Кристаллар ва уларнинг хусусиятлари.
Поликристаллар ва монокристаллар.
Элементар ячейка. Кристалларнинг
классификацияси. Кристалл
панжараларнинг физик турлари.
Кристаллардаги химиявий боғланиш
турлари. Кристалларнинг иссиқлик
сиғими.

Модданинг кристаллик ҳолати.

Кристаллик ҳолатнинг ўзига хос хусусиятлари.

Табиатда қаттиқ жисмларнинг кўпчилиги кристалл тузилишга эга бўлади. Масалан, деярли бирча минераллар ва барча металллар қаттиқ ҳолатида кристалл бўлади.

Кристаллик ҳолатнинг уни суюқ ва газ ҳолатидан ажратиб турувчи ўзига хос хусусияти анизотропия борлигида, яъни бир қатор физик хоссаларнинг (механик, иссиқлик, электр ва оптик хоссаларнинг) йўналишига боғлиқ бўлишидадир.

Хоссалари барча йўналишлар бўйича бир хил бўлган жисмлар изотроп жисмлар деб аталади. Газлардан ва баъзи суюқликлардан бошқа ҳамма моддалар, шунингдек аморф қаттиқ жисмлар изотроп жисмлардир. Аморф қаттиқ жисмлар ўта совитилган суюқликлардан иборат.

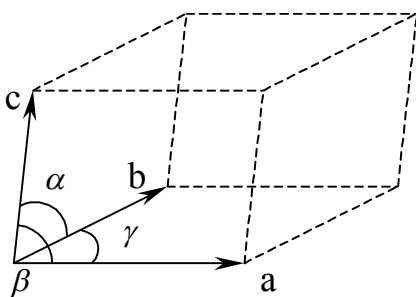
Кристалларнинг анизотропиялик хоссаларига эга бўлишга улар таркибидаги зарраларнинг (атом ёки молекулаларнинг) тартибли жойлашганлиги сабаб бўлади.

Зарраларнинг тартибли жойлашуви кристалларнинг ташқи кўриниши мунтазам бўлишида намоён бўлади. Кристалларнинг ёқлари ясси бўлиб, бу ёқлар ҳар бир мазкур жинсли кристаллар учун маълум бир қийматга эга бўлган бурчаклар остида кесишади. Кристалларни жипслашиш текислиги деб аталадиган текисликлар бўйича парчалаш осон.

Кристаллар геометрик шаклининг мунтазам бўлиши ва анизотропияси одатда намоён бўлмайди, чунки кристалл жисмлар поликристаллар кўринишида, яъни бир-бирига ёпишиб ўсиб кетган ва тартибсиз жойлашган кристаллчалар тўплами кўринишида бўлади. Поликристалларда анизотропия айрим олинган кристаллчаларнинг тартибсиз жойлашгани туфайли бутун жисмда эса анизотропия борлиги билинмайди.

Суюқлантирилган модда ёки эритмада махсус киристалланиш шароитлари яратилиш йўли билан улардан ҳар қандай модданинг монокристалларини, яъни катта-катта якка кристалларни ҳосил қилиш мумкин. Табиатда баъзи минералларнинг монокристаллари табиий ҳолатда учрайди.

Кристаллар атомларининг тартибли жойлашуви шундан иборатки, атомлар (ёки молекулалар) мунтазам геометрик фазовий панжаранинг тугунларига жойлашади. Бутун кристаллни кристаллнинг элементар ячейкаси деб аталадиган айна бир структурвий уч турли йўналишда кўп марта такрорлаш йўли билан ҳосил қилиш мумкин. Элементар ячейка қирраларининг a , b ва c узунликлари кристаллнинг айнийлик даврлари деб айтилади.



1-рasm

Элементар ячейка учта a , b , c вектордан ясалган параллелепипед бўлиб, бу векторларнинг модуллари айнийлик даврларига тенг. Бу параллелепипед a , b , c қирраларидан ташқари, яна ўша қирралар

орасидаги α , β , ва γ бурчаклари билан ҳам характерланади (1-расм). α , β , γ катталиклар элементар ячейкани бир қийматли аниқлайди ва унинг параметрлари деб аталади.

Кристалларнинг классификацияси.

Кристалл панжара симметриянинг турли кўринишларига эга бўла олади. Кристалл панжаранинг симметрияси деганда панжаранинг бирор фазовий кўчишларида ўз-ўзи билан устма-уст тушиш хосалари тушунилади.

Хар қандай панжара энг аввал трансляцион симметрияга эга бўлади, яъни айнилик давр микдорида сурилганда (трансляция қилинганда) ўз-ўзи билан устма-уст тушади. Симметриянинг бошқа турлари орасида бирор ўқлар атрофидаги бурилишларга нисбатан симметрияни шунингдек, маълум бир текисликларга нисбатан кўзгучасига акслантиришни қайд қилиб ўтамыз.

Агар панжара бирор ўқ атрофида $2\pi/n$ бурчакка бурилганда ўз-ўзи билан устма-уст тушса (бинобарин, панжара бу ўқ атрофида бир марта тўлиқ айланганда ўз-ўзи билан n марта устма-уст тушади) у ҳолда бу ўқ n -тартибли симметрия ўқи деб аталади. 1-тартибли тривиал ўқидан ташқари, 2-, 3-, 4-, ва 6-тартибли симметрия ўқларигина бўлиши мумкинлигини кўрсатса бўлади.

Симметриянинг турли хиллари кристалл панжаранинг симметрия элементлари деб аталади.

Барча кристаллар элементар ячейкасининг шакли қандай бўлишига қараб еттита кристаллографик системага (ёки сингонияга) бўлинади, унинг ҳар бири эса симметриянинг бир қанча синфини ўз ичига олади.

Кристаллографик системалар симметриясининг ошиб бориш тартибида қуйидагича жойлашади.

1. Триклин система. Бу система учун $a \neq b \neq c$; $\alpha \neq \beta \neq \gamma$ бўлиши характерлидир. Элементар ячейкаси қийшиқ бурчакли параллелепипед шаклида бўлади.

2. Моноклин система. Икки бурчаки тўғри бурчак бўлиб, учинчиси тўғри бурчакдан фарқ қилади (учинчи бурчак

сифатида β бурчак олиш қабул қилинган). Бинобарин $\alpha \neq b \neq c$; $\alpha = \gamma = 90^\circ$. Элементар ячейкаси тўғри пиризма шаклда бўлиб, унинг асосида параллелограмм ётади (яъни у тўғри параллелепипед шаклида бўлади).

3. Ромбик система . Ҳамма бурчакли тўғри, ҳамма қирралари ҳар хил: $\alpha \neq b \neq c$; $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$. Элементар ячейкаси тўғри бурчакли параллелепипед шаклида бўлади.

4. Тетрагонал система. Ҳамма бурчаги тўғри, иккита қирраси бир хил: $\alpha \neq b \neq c$; $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$. Элементар ячейкаси тўғри призма шаклида бўлиб, унинг асосида квадрат ётади.

5. Ромбоэдрик (ёки тригонал) система. Ҳамма қирралари бир хил, ҳамма бурчаклари ҳам бир хил бўлиб, 90° дан фарқ қилади: $\alpha = b = c$; $\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$. Элементар ячейкаси диагонали бўйлаб сиқишдан ёки чўзилишидан деформацияланган куб шаклида бўлади.

6. Гексогонал система. Қирралари ва улар орасидаги бурчаклари қуйидаги шартларга бўйсунди: $\alpha = b \neq c$; $\alpha = \beta = 90^\circ$. $\gamma = 120$. Агар унинг учта элементар ячейкаси бирга қўшилса, олти бурчакли мунтазам призма ҳосил бўлади.

7. Кубик система. Ҳамма қирралари бир хил, ҳамма бурчаклари тўғри бурчак: $\alpha = b = c$; $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$. Элементар ячейкаси куб шаклида бўлади.

Кристалл панжаранинг физик турлари.

Кристалл панжаранинг тугунларга жойлашган зарраларининг табиатидаги ва зарралар ўртасидаги ўзаро таъсир кучларининг харақатига қараб кристалл панжаралар тўрт турга бўлинади ва шунга мос равишда тўрт хил: ионли, атомли, металл ва молекуляр кристаллар бўлади.

1. Ионли кристаллар. Кристалл панжаранинг тугунларида ҳар хил ишорали ионлар жойлашади. Улар орасидаги ўзаро таъсир кучлари асосан электрстатик кучлар (Кулон кучлари) бўлади. Турли ишорали зарядланган ионлар орасидаги тортишишнинг электрстатик кучлари туфайли юз

берадиган боғланиш гетереполяр (ёки ионли) боғланиш деб аталади. Ионли панжарани типик мисоли ош тузининг (NaCl) панжараси бўла олади. Бу панжара кубик системага тегишлидир.

2. Атомли кристаллар. Кристалл панжаранинг тугунларида нейтрал атомларни бирлаштирувчи боғланиш гомеополяр (ёки ковалент) боғланиш деб аталади. Гомеополяр боғланишдаги ўзаро таъсир кучлари электр кучлари (лекин Кулон кучлари эмас) характерида бўлади. Бу кучларнинг пайдо бўлиш сабаблари фақат квант механикаси асосида изоҳлаб бериш мумкин.

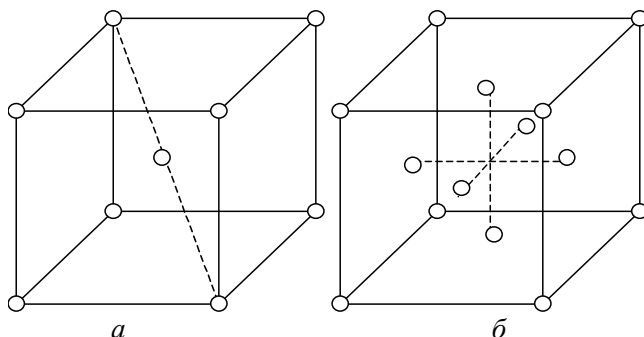
Электронлар жуфти гомеополяр боғланишда бўлади. Бу эса икки атомни бир-бирига боғлашда ҳар бир атомдан биттадан электрон қатнашишини билдиради. Шу сабабли гомеополяр боғланиш маълум бир томонга қараб йўналган бўлади. Гомеополяр боғланиш ҳолида ҳар бир ион ўзига анча яқин бўлган ҳамма ионларга таъсир кўрсатади. Гетереполяр боғланиш ҳолда эса атомнинг таъсири бу атом билан умумий электронлар жуфтига эга бўлган атомга қараб йўналади. Фақат валентлик электронлар, яъни атоми билан заифроқ боғланган электронлар гетереполяр боғланишда қатнашади. Ҳар бир электрон фақат битта атом билан боғланишда бўла олгани учун, мазкур атомнинг қатнаша олиши мумкин бўлган боғланишлар сони (бу атомга боғланиши мумкин бўлган қўшни атомлар сони) унинг валентлигига тенг.

Олмос ва графит атомли кристалларга типик мисол бўла олади. Бу иккала модда химиявий жиҳатдан айнан бир хил (улар углерод атомларидан тузилган) бўлиб лекин кристалл тузилишлари жиҳатидан бир-биридан фарқ қилади.

Типик ярим ўтказгич бўлган германий (Ge) ва кремнийнинг (Si) ҳам панжараси худди олмосники (олмос типдаги панжара) каби бўлади. Бу панжара шу билан характерлидирки, унда ҳар бир атом атрофида мунтазам тетраэдр учларига жойлашган тўртта қўшни атом ундан бир хил масофада туради. Тўртта валентлик электронларидан ҳар бири мазкур атомни қўшниларидан бири билан боғловчи электронлар жуфтида қатнашади.

3. Металл кристаллар. Бундай кристалл панжаранинг ҳамма тугунларида металлнинг мусбат ионлари жойлашади. Ионлар ҳосил бўлишидан атомдан ажраб қолган электронлар бу мусбат ионлар ўртасида газ молекулаларига ўхшаб бетартиб ҳаракат қилиб юради. Бу электронлар мусбат ионларни бирга ушлаб турувчи “цемент” ролини уйнайди; акс ҳолда панжара ионлар ўртасидаги интилиш кучлари таъсир остида парчаланиб кетган бўлар эди. Шу билан бирга, ионлар ҳам электронларни кристалл панжара доирасида ушлаб туради ва шунинг учун электронлар панжардан чиқиб кета олмайди.

Кўпчилик металлларнинг панжараси қуйидаги уч турдан бири бўлади: ҳажмда марказлашган кубик панжара ёқларида марказлашган кубик панжара тўлқин гексогонал панжара.



4.
Молекуляр кристаллар. Кристалл панжаранинг тугунларида маълум йўналишда ориентирланган молекулалар жойлашади.

Кристалл-даги молекулалар орасида таъсир киладиган боғланиш кучларининг табиати худди газларни идеалликдан четга чиқаришда молекулалар орасида таъсир қилувчи тортишиш кучлари табиати билан бир хил. Шу сабабли бу кучлар *Ван-дер-Ваальс кучлари* деб аталади. Масалан, H_2 , N_2 , O_2 , CO_2 , H_2O моддалар молекуляр панжара ҳосил қилади. Шундай қилиб, одатдаги муз, шунингдек қуруқ муз (=атти= карбонат ангидрид) молекуляр кристаллардан иборат.

Кристалларда юз берадиган иссиқлик ҳаракати.

Кристалл панжаранинг тугунлари зарраларнинг ўртача вазиятини кўрсатиб туради. Зарраларнинг ўзлари (ион, атом ёки молекулалар) эса бу ўртача вазиятлари атрофида муттасил тебраниб туради: температура кўтарилганда бу тебранишларнинг интенсивлиги ошади.

Кристалл ҳосил қилувчи зарралар ўртасидаги тортишиш кучлари бу зарралар орасидаги масофалар анча кичик бўлганда масофа камайиши билан тез ортиб борувчи итарилиш кучларига алмашади. Бу фикр турли хил ишорали икки ион учун ҳам тўғри бўлади, чунки ионларнинг электронли қобиклари бир-бирига жуда яқин келганида улар орасидаги интилиш кучлари кўпро= таъсир қила бошлайди.

Кристалларнинг иссиқлик сиғими.

Зарраларнинг кристалл панжара тугунларида жойлашиши уларнинг ўзаро потенциал энергиясининг минимум бўлишига мос келади. Зарралар мувозанат вазиятидан ҳар қандай йўналишида силжиганда заррани бошланғич вазиятга қайтаришга интилувчи куч пайдо бўлади, бунинг натижасида зарра тебранма ҳаракатга келади. Ихтиёрий йўналишда содир бўлаётган тебранишнинг учта координата ўқлари йўналишида бўлаётган тебранишларнинг қўшилиши деб тасаввур қилиш мумкин. Шундай қилиб, кристаллдаги ҳар бир зарранинг учта тебранма эркинлик даражаси бор, деб ҳисоблаш мумкин.

Битта зарранинг ҳар бир тебранма эркинлик даражасига ҳар бири ўрта ҳисобда kT нинг ярмига тенг бўлган иккита энергия тўғри келади: бу энергиянинг битта ярми кинетик энергия тарзида, иккинчи ярми потенциал энергия тарзида бўлади. Бинобарин, ҳар бир заррага, яъни атомли панжарадаги атомга, ионли ёки металл панжарадаги ионга ўрта ҳисобида $3 kT$ энергия тўғри келади. Кристалл ҳолатидаги бир киломоль модданинг энергиясини топиш учун битта зарранинг ўртача энергиясини кристалл панжара тугунларида жойлашган зарралар сонига кўпайтириш керак. Химиявий жиҳатдан содда бўлган моддаларда кристалл панжара тугунларидаги зарралар сони Авогадро сонига (N_A) тенг бўлади. Бошқа ҳолларда, масалан $NaCl$ каби моддаларда эса зарралар сони $2N_A$ бўлади,

чунки бир моль NaCl да N_A дона натрий атоми ва N_A дона хлор атоми бўлади.

Атомли ёки металл кристаллар ҳосил қилувчи химиявий содда моддаларни кўриб чиқиш билан чекланиб, кристалл ҳолатидаги бир килограмм-атом модданинг ички энергиясини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$U_{\text{км}} = N_A 3kT = 3RT.$$

Ички энергиянинг температура бир градус кўтарилгандаги орттирмаси ҳамм ўзгармас бўлган ҳолдаги иссиқлик сиғимига тенг бўлади. Бинобарин,

$$C_V = 3R \approx 25 \cdot 10^3 \text{ ж/град} \cdot \text{кг-ат.} \quad (1)$$

Иситилган қаттиқ жисмларнинг ҳамми жуда оз ўзгаради, шунинг учун уларнинг босим ўзгармас бўлган ҳолдаги иссиқлик сиғими ҳамми ўзгармас бўлган ҳолдаги иссиқлик сиғимидан арзимаган миқдорда фарқ қилади. Модомики шундай экан $C_P \approx C_V$ деб олиш ва қатти= жисмнинг иссиқлик сиғими тўғрисида гапириш мумкин.

Шундай қилиб, (1) га асосан, кристалл ҳолатидаги химиявий содда моддаларнинг килограмм-атомнинг иссиқлик сиғими бир хил ва $25 \cdot 10^3 \text{ ж/град} \cdot \text{кг}$ бўлади. Бу фикр Дьюлонг ва Птининг тажрибада топилган қонунининг мазмунидир.

Бу қонун кўп моддалар учун уй температураси шароитида етарлича аниқлик билан қониқтирилганди. Лекин, масалан, уй температурасида олмоснинг иссиқлик сиғими $5,6 \cdot 10^3 \text{ ж/град} \cdot \text{кг}$ бўлади. Ундан ташқари, кристалларнинг иссиқлик сиғими (1) га зид равишда, температурага боғлиқ. Абсолют ноль яқинида ҳамма жисмларнинг иссиқлик сиғими T^3 га пропорционал бўлиб, фақат ҳар бир модданинг ўзи учун характерли бўлади анча юқори температураларда (1) муносабат қаноатлантирилади. Кўпчилик жисмлар хона температурасидаё= (1) га бўйсунади, олмоснинг иссиқлик сиғими 1000°C тартибидаги температурадагина (1) қийматга эришади.

Қаттиқ жисмлар иссиқлик сиғимининг Эйнштейн ва Дебай яратган жуда аниқ назарияси, биринчидан, тебранма ҳаракат энергиясининг квантланишини ҳисобга олади. Иккинчидан, бу назария кристалл панжарадаги зарранинг

тебранишлари эрки тебранишлар эмаслиги ҳисобга олади. Мувозанат вазиятидан сурилган зарра ўзига яқин заррани ўзи билан эргаштириб кетади. Кристаллдаги зарранинг кучли ўзаро таъсири шунга олиб келадики, бирор зарранинг тебранишидан юзага келган ғалаёнланиш бошқа зарраларга узатилади ва кристаллда тарқатувчи тўлқин ҳосил қилади. Бу тўлқин кристаллнинг чегарасига етиб бориб, орқага қайтади. Тарқалётган тўлқин билан қайтган тўлқин қўшилганда, маълумки, турғун тўлқинлар ҳосил бўлади. Чегарланган муҳит ичидаги турғун тўлқинлар маълум шартларни қаноантириши лозим (бундай шарт, масалан муҳит чегарасида тўлқиннинг жойлашсин деган шарт бўлиши мумкин). Бу шартлари турғун тўлқинларнинг мумкин бўлган узунликларини ёки тебранишлар частотасини чеклаб қўяди. Маълумки, масалан, учлари маҳкамлаб қўйилган торда ҳосил бўладиган турғун тўлқинларнинг λ узунлиги $L=n\lambda/2$ шартини қаноатлантириш керак, бу ерда L -торнинг узунлиги, n -бутун сон. Шундай қилиб, кристаллардаги иссиқлик ҳаракатини дискрет частотали турғун тўлқинлар тўпламининг (спектрининг) қўшилишидан иборат деб тасаввур қилиш мумкин.

Кристаллар иссиқлик сифимининг квант назарияси тажриба маълумотларига жуда яхши мос келади, жумладан, у юқори температуралар шароитида кристалл ҳолатдаги моддаларнинг иссиқлик сифими (1) билан ифодаланишини кўрсатади.

Синов саволлари.

1. Монокристаллар поликристаллардан нима билан фарқ қилади?
2. Қандай кристалл турларини биласиз?
3. Элементар ячейка нима?
4. Кристаллардаги қандай нуқсонларни биласиз?

Адабиётлар.

82. Т.И. Трофимова. Курс физики. Москва. «Высшая школа», 1998 г. стр. 106-111.
83. И.В. Савельев. Курс физики. Том I. Механика. Молекулярная физика. Москва. «Наука», 1989 г. стр. 326-331.
84. О. Ахмаджонов. Физика курси. Тошкент. «Ўқитувчи». I том. Механика ва молекуляр физика. 1987 й. 248-251 бетлар.
85. Р.Ф. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Москва. «Мир». 1977 й. Том VII. стр. 5-23.

МУНДАРИЖА.

- 1-маъруза. Физика фани ҳақида ва унинг вазифалари. Физика фани тарихининг асосий этаплари. Ўрта Осиё олимларининг фанга қўшган ҳиссалари. Физик моддалар. Моддий нукта. Мутлоқ жисм. Механика бўлими предмети. Классик ва релятивистик механика квант механикаси. Синов саволлари. Адабиётлар. 4
- 2-маъруза. Ҳазо ва вақт тушунчалари. Ҳаракатнинг кинематик тавсифи. Механик ҳаракат турлари. Механик ҳаракатни тавсифловчи кинематик катталиклар. Босиб ўтилган йўл. Қўиш вектори. Моддий нукта ҳаракати тезлиги ва тезланиши. Тўғри ва эгри чизиқли ҳаракатдаги тезлик ва тезланишлар. Синов саволлари. Адабиётлар. 9
- 3-маъруза. Динамиканинг асосий вазифаси. Ньютон механикасида ҳолат тушунчаси. Жисмларнинг ўзаро таъсири. Куч, масса ва импульс. Табиатдаги ўзаро таъсир турлари. Классик механиканинг қўлланиш чегараси. Табиатдаги кучлар. Ишқаланиш кучлари. Эластиклик кучлари. Гук қонуни. Оғирлик кучи ва жисм оғирлиги. Синов саволлари. Адабиётлар. 18
- 4-маъруза. Ньютоннинг биринчи қонуни. Инерциал санок тизимлари. Ньютоннинг иккинчи қонуни. Илгарилама ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси. Ньютоннинг учинчи қонуни. Ноинерциал санок тизимлари. Инерция кучлари. Илгариланма ва айланма ҳаракатларда юзага келадиган инерция кучлари. Кориолис кучи. Импульснинг сақланиш қонуни. Инерция маркази ва унинг сақланиш қонуни. Синов саволлари. Адабиётлар. 25

5-маъруза. Механикада бажарилган иш ва қувват. Механик энергия ва унинг икки тури. Кинетик ва потенциал энергия. Консерватив ва консерватив бўлмаган кучлар. Потенциал энергия ва куч орасидаги боғланиш. Механик энергиянинг сақланиш қонуни. Мутлоқ қайишқоқ ва қайишқоқ бўлмаган тўқнашишлар. Синов саволлари. Адабиётлар.
... ..37

6-маъруза. Куч моменти. Импульс моменти ва унинг сақланиш қонуни. Жисмнинг айланиш ўқиға нисбатан инерция моменти. Штейнер теоремаси. Ўқ атрофида айланувчи жисмнинг ҳаракат тенгламаси. Айланма ҳаракат қилаётган жисмнинг кинетик энергияси. Синов саволлари. Адабиётлар.
... ..46

7-маъруза. Механикада нисбийлик принципи. Галилей алмаштиришлари. Лоренц алмаштиришлари ва улардан келиб чиқадиган натижалар. Бир вақтlilikнинг нисбийлиги. Ҳаракатдаги жисмнинг узунлиги. Вақт оралиғининг нисбийлиги. Релятивистик механикада тезликларни қўшиш. Синов саволлари. Адабиётлар.
... ..59

8-маъруза. Релятивистик импульс. Релятивистик зарранинг ҳаракат тенгламаси. Релятивистик механикада иш ва энергия. Тинчликдаги энергия. Тўлиқ энергия ва импульс орасидаги боғланиш. Лоренц алмаштиришларига нисбатан инвариант катталиклар. Энергия ва импульс учун Лоренц алмаштиришлари. Масса билан энергия орасидаги боғланиш. Синов саволлари. Адабиётлар.
... ..69

9-маъруза. Тебранма ҳаракат. Гармоник тебранишлар. Тебраниш даври, частотаси ва фазаси. Гармоник тебранма ҳаракат қилувчи жисмнинг тезлиги ва тезланиши. Гармоник тебранма ҳаракат дифференциал тенгламаси. Математик ва физик маятниклар. Тебраниш

даври. Гармоник тебранма ҳаракат энергияси. Синов саволлари. Адабиётлар.78

10-маъруза. Тебранишларни қўшишда вектор-амплитуда усули. Бир йўналишдаги бир хил частотали тебранишларни қўшиш. Ўзаро тик бўлган тебранишларни қўшиш. Сўнувчи тебранишлар. Сўнувчи тебранишлар дифференциал тенгламаси ва унинг ечими. Сўнишнинг логарифмик декременти. Мажбурий тебранишлар. Мажбурий тебранишлар частотаси ва амплитудаси. Резонанс. Резонанс эгри чизиқлари. Синов саволлари. Адабиётлар.86

11-маъруза. Механик тўлқинлар. Тўлқинларнинг эластик муҳитда тарқалиши. Тўлқин фронти ва сирти. Ясси ва сферик тўлқинлар, уларнинг тенгламалари. Тўлқин узунлиги. Тўлқинларнинг фазавий ва гуруҳли тезлиги. Эластик тўлқин энергияси ва энергия оқими зичлиги. Умов вектори. Турғун тўлқинлар. Турғун тўлқинлар амплитудаси ва фазаси. Дўнгликлар ва тугунлар. Товуш тўлқинлари. Синов саволлари. Адабиётлар.96

12-маъруза. Суюқликларнинг ҳаракати ва мувозанати тенгламаси. Гидродинамиканинг асосий тенгламаси. Сиқилмайдиган суюқлик гидростатикаси. Идеал суюқликнинг турғун ҳаракати. Бернулли тенгламаси. Суюқликнинг найларда оқиши. Пуазейль формуласи. Ламинор ва турбулент оқимлар. Суюқлик ва газларда жисм ҳаракатига кўрсатиладиган қаршилик. Стокс формуласи. Рейнольдс сони. Динамик ва кинематик қовушқоқлик. Синов саволлари. Адабиётлар. 103

13-маъруза. Система (тизим) ҳолати. Система ҳолатини белгиловчи макроскопик параметрлар. Газ босими, ҳажми ва ҳаро-рати. Система ички энергияси. Жараён. Изожараёнлар. Идеал газ ҳолати тенгламаси. Газлар кинетик назариясининг босимга оид тенгламаси. Синов саволлари. Адабиётлар.112

- 14-маъруза. Газ молекулаларининг тезликлар бўйича тақсимланиши. Максвелл тақсимот функцияси. Газ молекулаларининг энергия бўйича тақсимоти. Оғирлик майдонидаги газ молекулаларининг тақсимоти. Барометрик формула. Больцман тақсимоти. Энергиянинг молекула эркинлик даражалари бўйича текис тақсимланиши. Идеал газнинг ички энергияси. Синов саволлари. Адабиётлар.120
- 15-маъруза. Термодинамика асослари. Мувозанатли ҳолат ва қайтувчан жараён. Айланма жараён (цикл). Термодинамиканинг биринчи асоси (қонуни). Газ ҳажми ўзгарганда бажарилган иш. Жисмнинг иссиқлик сифими. Солиштирма ва моляр иссиқлик сифимлари. Ўзгармас ҳажм ва босимдаги иссиқлик сифимлари. Универсал газ доимийсининг физик маъноси. Термодинамика биринчи қонунининг изожараёнларга тадбиқи. Адиабатик жараён. Синов саволлари. Адабиётлар.125
- 16-маъруза. Иссиқлик машинасининг фойдали иш коэффиценти. Термодинамиканинг иккинчи асоси. Карно цикли ва унинг ф.и.к. Келтирилган иссиқлик миқдори. Клаузиус тенгсизлиги. Энтропия. Энтропиянинг хоссалари ва унинг ўсиш тамойили. Синов саволлари. Адабиётлар.133
- 17-маъруза. Молекулалар эркин югуриш йўлининг ўртача узунлиги. Эркин югуриш ўртача йўлининг температурага боғлиқлиги. Сёзерленд формуласи. Газларда кўчиш ҳодисалари. Газларнинг қовушқоқлиги. Газларнинг иссиқлик ўтказувчанлиги. Қовушқоқлик ва иссиқлик ўтказувчанлик коэффицентлари. Газларда диффузия ҳодисаси. Диффузия коэффиценти билан қовушқоқлик коэффиценти орасидаги боғланиш. Синов саволлари. Адабиётлар.144
- 18-маъруза. Реал газлар. Молекулалар орасидаги ўзаро таъсир кучи. Реал газ изотермалари. Вандер-Ваальс

тенгламаси. Тенглама доимийларининг маъноси.
Критик параметрлар. Экспериментал изотермалар.
Реал газнинг ички энергияси. Жоуль-Томсон эффекти.
Синов саволлари. Адабиётлар.
... ..153

19-маъруза. Кристаллар ва уларнинг хусусиятлари.
Поликристаллар ва монокристаллар. Элементар ячейка.
Кристалларнинг классификацияси. Кристалл панжараларнинг
физик турлари. Кристаллардаги химиявий боғланиш
турлари. Кристалларнинг иссиқлик сиғими. Синов
саволлари. Адабиётлар.162