

ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ХАЛҚ ТАЪЛИМИ ВАЗИРЛИГИ

ГУЛИСТОН ДАВЛАТ УНИВЕРСИТЕТИ

УМУМИЙ ФИЗИКА КАФЕДРАСИ

САМАТОВ Ғ.Б., АБДУЛЛАЕВ Б.А.

**Академик лицейлар физика курсида динамика ва сақланиш
қонунларига оид масалалар ечиш методикаси**

(ЎҚУВ ҚЎЛЛАНМА)

Гулистон – 2015 йил

**Ғ.Б.Саматов, Б.А. Абдуллаев “Академик лицейлар физика курсида
динамика ва сақланиш қонунларига оид масалалар ечиш методикаси**

Ўқув қўлланма- Гулистон. 2015 й. 80 б.

Ушбу ўқув- қўлланма академик лицейлар ва касб-хунар коллежларининг физика фани ўқитувчилари ҳамда ўқувчиларига мўлжалланган.

Ўқув қўлланмада физика курсининг механика бўлимида динамика ва сақланиш қонунлари (импульс ва энергиянинг сақланиш қонунлари)дан масала ечиш методикаси ҳамда масала ечиш бўйича намуналар берилган ҳамда тегишли адабиётлар рўйхати келтирилган..

Ўқув қўлланма муаллифларнинг тажрибалари ҳамда шу йўналишдаги мавжуд ўқув ва ўқув- қўлланмаларга асосланган ҳолда ёзилган.

Гулистон давлат университети Ўқув - методик Кенгаши томонидан (2015 йил 28 августдаги 1–сонли баённома асосида) ўқув машғулотларида фойдаланишга тавсия этилган.

Тақризчи: «Умумий физика» кафедраси доц.в.б., п.ф.н. Ш.Ашуров

М У Н Д А Р И Ж А

Кириш.....	4
1-боб. Механика бўлимида динамикага оид масалалар ечиш	8
1.1. Академик лицейлар физика курсида динамикага оид асосий қонунлар ва формулалар.....	8
1.2. Академик лицейлар физика курсида динамикага оид намуна сифатида ечилган масалалар.....	10
2-боб. Механикада импульс ва унинг сақланиш қонунини ўрганиш.....	28
2.1. Импульснинг сақланиш қонуни	28
3-боб. Механикада энергиянинг сақланиш қонуни	37
3.1. . Жисм (заррача) лар ва уларнинг системаларининг тўлиқ энергияси ва кинетик энергияси	37
3.2. Потенциал майдонлар.Потенциал кучларнинг бажарган иши.....	42
3.3. Системанинг механик энергияси ва энергиянинг сақланиш қонуни.....	46
3.4. Энергия ва импульснинг сақланиш қонунидан фойдаланиб космик тезликлар ва заррачаларнинг сақланишини ўрганиш	47
3-боб. Импульс ва энергиянинг сақланиш қонунларини масала ечишга татбиқ этиш.....	52
3.1. Импульсни сақланиш қонунини масала ечишга татбиқ этиш.....	56
3.2. Энергиянинг сақланиш қонунини масала ечишга қўллаш.....	76
Фойдаланилган адабиётлар.....	77

К И Р И Ш

Ушбу ўқув қўлланма академик лицейлар физика курсида динамика ва сақланиш қонунларига оид масалалар ечиш методикасига бағишланган ва академик лицейлар ўқитувчилари ҳамда иқтидорли ўқувчилари учун мўлжалланган.

Сақланиш қонунларининг илмий ва методологик аҳамияти уларнинг ўзига ҳос умумийлиги ва универсаллиги билан аниқланади. Сақланиш қонунлари макро ва микрооламда ҳамда мегаоламда юз берадиган ҳамма физикавий ҳодисаларда амал қилади.

Замонавий физикага жуда катта принципиал ва амалий аҳамиятга эга бўлган фундаментал ғояларнинг киритилиши ҳам сақланиш қонунлари билан узвий боғланган. Сақланиш қонунлари маълум маънода ихтиёрий физикавий назарияларнинг ҳақиқийлик критерияси (ўлчови) сифатида хизмат қилади, чунки физикавий назарияларнинг сақланиш қонунларини қаноатлантириши уларнинг тўғрилигини исботловчи асосий аргументлардан бири ҳисобланади.

Сақланиш қонунларида материя ва унинг ҳаракатининг **йўқолмаслик** принципи, материянинг фанда маълум бўлган ҳамма формаларининг ўзаро боғланиши ва ўзаро бир –бирига алмашиниш принциплари ўз аксини топади.

Материя ҳаракатининг физикавий формаларини англаш жараёнидаги алоҳида аҳамиятга эга бўлган сақланиш қонунлари оламнинг замонавий илмий манзарасининг жуда муҳим элементларидан бири ҳисобланади.

Сақланиш қонунлари жуда ранг-баранг мазмунга эга ва биз ҳозирги кунда ҳам унинг функцияларини тўла англаб етаолганимиз йўқ.

Бошқа қонунлардан фарқли ўлароқ, сақланиш қонунлари **таъқиқ** функциясига эга, бу қонунлар у ёки бу жараёнларнинг қандай юз бериши тўғрисида изчил кўрсатмалар бермайди, лекин қандайдир жараёнлар сақланиш қонунларини қаноатлантирмаса уни амалга оширишга нисбатан қилинган ҳамма ҳаракатлар тўла маъносиз бўлиб қолаверади. Масалан, буюк олимларнинг “абадий двигателъ” яратиш бўйича уринишлари яққол мисол бўлаолади.

Классик механика қонунлари асосан ўзгариш қонунлари кўринишида бўлиб, физик катталикларнинг доимийлигини ифодаламайди. Масалан, Ньютоннинг иккинчи қонуни жисмларнинг кучлар таъсирида тезлигининг ўзгаришини ифодалайди, электродинамиканинг асосий тенгламалари электр ва магнит майдонларининг ўзгаришлари ва миқдорий характеристикаларини ўзаро боғлайди.

Сақланиш қонунлари эса вақт бўйича ўзгармаслик каби ажойиб хусусиятга эга бўлган физик катталикларнинг мавжудлигига асосланади, бундай физик катталикларга масалан; импульс, импульс момент, энергия, электр зарядлари ва ҳоказолар киради.

Ҳар бир сақланиш қонунини материя ва ҳаракатнинг умумий сақланиш қонунининг конкрет бир кўриниши сифатида қараш керак.

У ёки бу қонуннинг ва унинг таърифини доимо ўзгармай қолади дейиш тўғри эмас масалан, ўтган асрлар давомида инсониятнинг билим ва тажрибалари чегараларининг кенгайиши ҳисобига энергиянинг сақланиш қонунига бир неча марта аниқлаштиришлар киритилган.

Бунга нисбийлик назариясининг яратилиши билан энергия ва масса орасидаги боғланишнинг очилиши ва массанинг жисм тезлигига боғланиши, ҳамда элементар зарралар физикасининг ривожланиши билан янги сақланиш қонунлари

(барион заряди, лептон заряди, изотопик спин, жуфтликнинг сақланиш қонунлари) киритилганлигини мисол сифатида таъкидлаб ўтиш мумкин.

Сақланиш қонунларининг симметрия ҳоссалари билан боғланиши материянинг ҳамма тузилмавий сатҳлари (макроолам, микроолам) да исботланган.

Элементар зарралар назариясининг асосий қисми шу хусусиятлар таҳлили асосида қурилган. Заррача ва антизаррача, жуфтлик тушунчаларининг киритилиши ҳам симметрия ҳоссаларига боғланган.

Сақланиш қонунларининг симметрия хоссалари билан боғланиши шунчалик фундаменталки, уни табиатдаги умумий сақланиш ғоясининг энг тўлиқ ифодаланиши деб ҳисоблаш мумкин.

Узлуксиз таълим тизимида, айниқса умумий ўрта таълим ва ўрта махсус, касб-хунар таълими тизимида сақланиш қонунларини ўрганиш илмий дунёқарашни шакллантириш нуктаи-назаридан катта аҳамиятга эга.

Сақланиш қонунларида материя ва ҳаракатнинг йўқолмаслиги, материянинг ҳар хил ҳаракат формаларининг ўзаро боғланиши ва ўзаро алмашиниши тўла ўз аксини топади.

Сақланиш қонунлари табиатнинг энг умумий қонунларидан ҳисобланади масалан, импульс ва энергиянинг сақланиш қонунлари ҳозирги кундаги ҳамма маълум физикавий жараёнларда тўла бажарилади.

Сақланиш қонунлари фақат физиканинг эмас, балки табиатшуносликнинг ҳам умумий қонуни бўлганлигидан предметлараро боғланишни ўрнатишда муҳим аҳамиятга эга.

Таълим тизимида сақланиш қонунларини, асосан импульс ва энергиянинг сақланиш қонунларини ўрганишда бу қонунларнинг кўлланилиш соҳаларини билишнинг жуда катта аҳамияти бор.

Шу сабабли қисқача “Ёпиқ система”, “консерватив кучлар” тушунчаларини таърифлаб ўтамыз.

Агар физикавий системага ташқи кучлар таъсир этмаса бундай системалар ёпиқ системалар дейилади, куч майдонлари (масалан, гравитацион майдон) нинг таъсир радиусларини эътиборга олганда юқоридаги таърифнинг маълум маънода абстракт таърифлигини кўрамыз, аммо кўп ҳолларда баъзи куч майдонларининг таъсирини жуда кичиклигини эътиборга олсак юқоридаги таърифнинг ўринлилигига ишонч ҳосил қиламыз.

Ёпиқ системалар ичидаги жисмлар ўзаро таъсирлашиши мумкин ва уларнинг ўзаро таъсир кучлари ички кучлар дейилади. Жисмлар системаси ёпиқ бўлса, уларга ташқи кучларнинг таъсири компенсацияланади.

Консерватив деб шундай кучларга айтиладики, уларнинг бажарган иши йўлнинг узунлигига боғлиқ бўлмасдан фақат йўлнинг бошланғич ва охириги нуқталарининг ҳолатига боғлиқ бўлади.

Консерватив кучлар таъсир қиладиган жисмлар системаси ҳам консерватив деб аталади.

Агар импульснинг сақланиш қонунини қўллашда жисмлар системасининг ёпиқ бўлиши етарли бўлса, механик энергиянинг сақланиш қонунини татбиқ этишда системанинг ёпиқ бўлишидан ташқари, унда таъсир қилувчи ички кучларнинг консерватив бўлиши ҳам талаб этилади.

Қўлланмада сақланиш қонунларининг макро ва микро дунё физикасида қўлланилишига доир мисоллар келтирилган, асосан импульс ва энергиянинг сақланиш қонунларига кўпроқ тўхтаб ўтилган.

Қўлланма динамика ва импульс ҳамда энергиянинг сақланиш қонунлари бўйича академик лицейлар дастури доирасида масалалар ечишда ўқувчиларга методик ёрдам сифатида тавсия этилади.

1-боб. Механика бўлимида динамика қисмида масалалар ечиш .

1.1. Академик лицейлар физика курсида динамика бўлимининг асосий қонунлари ва формулалари.

Динамикада жисмларнинг ҳаракат қонунлари шу ҳаракатни вужудга келтирувчи сабабларни эътиборга олган ҳолда ўрганилади.

Динамика икки қисмга моддий нуқта (нуқталар системаси) динамикаси ва қаттиқ жисм динамикасига бўлинади.

Моддий нуқта (нуқталар системаси) динамикаси бўлимнинг содда қисми бўлганлиги учун даставвал шу қисм ўрганилади.

Жисмларнинг механик ҳаракати уларнинг ўзаро таъсир жараёнида ўзгаради. Жисмларнинг ўзаро таъсири ўлчови куч ҳисобланади, унинг таъсири натижасида жисмлар тезланиш олади ёки деформацияланади. Куч вектор катталиқ, сон қий-мати ва йўналишига эга. Агар моддий нуқтага бир нечта, $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n$ кучлар таъсир қилса уларнинг таъсирини шу кучларнинг тенг таъсир этувчиси ҳисобланган \vec{F} кучнинг таъсири билан алмаштириш мумкин.

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i$$

Агар ташқи таъсир эътиборга олинмаса жисмлар тинч ҳолатини ва тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатларини сақлайдилар.

Классик механиканинг, динамиканинг асоси Ньютоннинг учта қонуни ҳисобланади. Бу қонунлар инерциал санок системаларида илгариланма ҳаракатланувчи жисмлар ва моддий нуқталар учун таърифланган.

Ньютоннинг биринчи қонуни

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i = 0 \text{ ва } \vec{v} = const$$

Ньютоннинг иккинчи қонуни, агар кучнинг таъсири давомида масса ўзгармаган ҳолда қуйидагича ифодаланади..

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

Ньютоннинг учинчи қонуни, яъни ўзаро таъсирлашаётган икки жисм бир-бири билан модуллари тенг ва йўналишлари бўйича қарама-қарши бўлган кучлар билан таъсир қилади, бу кучлар ҳар ҳил жисмларга қўйилган.

Жисмларнинг механик ўзаро таъсири уларнинг эластиклиги ва бир-бирига тортишиш хоссаси билан боғланган. Эластикликнинг сабаби жисмларни ташкил этувчи молекулалар ва атомларнинг электр ўзаро таъсирида ҳисобланади. Эластиклик кучи деб жисмларнинг шакли ва ҳажмини ўзгаришига қаршилик қилувчи ва жисмларнинг деформациясини ҳосил қилувчи кучларга айтилади.

Жисмларнинг эластик ўзаро таъсирининг содда ҳоли ипга осилган жисмнинг ип билан ўзаро таъсири, иккинчиси эса жисмларнинг сирт билан ўзаро таъсири бу ўзаро таъсир юкнинг таянчга ва таянчнинг юкга таъсирини ифоджалайди.

Бу кучни икки қисмга ажратиб қаралади, босим кучи ва таянчнинг реакция кучлари. Бу кучларнинг нормал ташкил этувчилари нормал босим кучлари дейилади. Уринма бўйлаб ташкил этувчилари ишқаланиш кучлари дейилади.

$$\vec{F}_{ish} = \mu \vec{N}$$

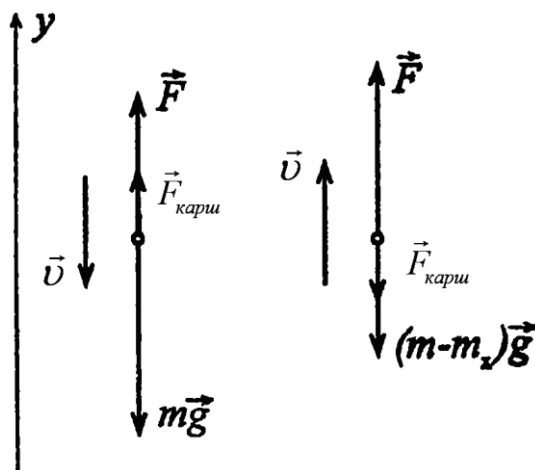
1.2. Академик лицейлар физика курсида динамика бўлимидан намуна сифатида ечилган масалалар.

Ньютон қонунлари асосида ечиладиган масалалар.

1.2.1. Текис ҳаракатланиб тушаётган аэростат худди шундай тезликда юқорига кўтарила бошлаши учун, аэростатдан қанча массали балластни (юкни) ташлаб юбориши керак? Аэростатнинг балласт билан массаси $m = 1600$ кг, юқорига кўтарувчи кучи $F = 1200$ кН. Юқорига кўтарилишда ва пастга тушишида ҳавонинг қаршилиқ кучи бирдай деб ҳисоблансин.

Ечиш:

Масала содда масала бўлиб Ньютон қонунлари асосида ишланади.



1.1- расм.

Ньютоннинг иккинчи қонунига мувофиқ ҳаракат тенгламаси ёзилади, $ХОУ$ текисликда ҳаракат тенгламаларининг x ва y ўқларига проекциялари ёзилади.

$$\vec{F} + m\vec{g} + \vec{F}_к = 0, \quad \vec{F} + (m - m_x)\vec{g} + \vec{F}_к = 0$$

ёки y ўқдаги проекцияси $F - mg + F_к = 0$; $F - F_к - (m - m_x)g = 0$ га тенг.

Бу ерда биринчи тенглама аэростатнинг тушишини, иккинчиси эса кўтарилишини кўрсатади.

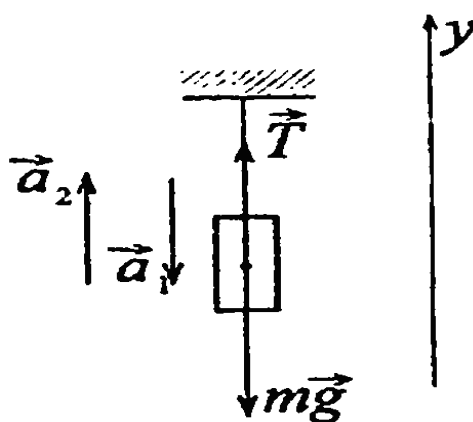
Қавсларни очиб, биринчи тенгламани иккинчиси билан қўшиб, қуйидагини оламиз:

$$m_x = \frac{2(mg - F)}{g} = 2\left(m - \frac{F}{g}\right); \quad m_x = 752 \text{ кг.}$$

1. 2.2. Ипга массаси $m=1$ кг бўлган юк осилган. Агар юк осилган ип 1) $a=5$ м /сек² тезланиш билан юқорига кўтарилаётган бўлса, 2) худди шундай $a=5$ м /сек² тезланиш билан пастга тушаётган бўлса ипнинг T таранглик кучлари аниқлансин.

Ечиш:

Масалада берилган чизма бўйича иккала ҳол учун Ньютоннинг иккинчи қонунини қўллаймиз: Жисмга таъсир қилаётган оғирлик ва таранглик кучларининг йўналишларини эътиборга олган ҳолда ҳаракат тенгламаларини ёзамиз.



1.2- расм.

1) $\vec{T} = m\vec{g} + m\vec{a}$ ёки $T - mg = ma$ бундан $T = mg + ma_1 = m(a_1 + g)$; $T=14,8$ н.

2) $\vec{T} = m\vec{g} + m\vec{a}$ ёки $-mg + T = -ma_2$ Бундан $T = mg - ma_2 = m(g - a_2)$; $T=4,8$ н

1.2.3. Ипга тош осилган. Бу тошни $a_1=2$ м /сек² тезланиш билан юқорига кўтарилганда, ипнинг узилиб кетиши мумкин бўлган таранглик кучидан икки марта кичик T таранглик кучи ҳосил бўлган. Ип узилиб кетиши учун бу тошни қандай a_2 тезланиш билан юқорига кўтариш керак?

Ечиш:

Бу масалани ечиш учун Ньютоннинг иккинчи қонунини икки ҳол учун скаляр кўринишда ёзамиз:

$$T_1 - mg = ma_1 \quad (1) \qquad T_2 - mg = ma_2 \quad (2)$$

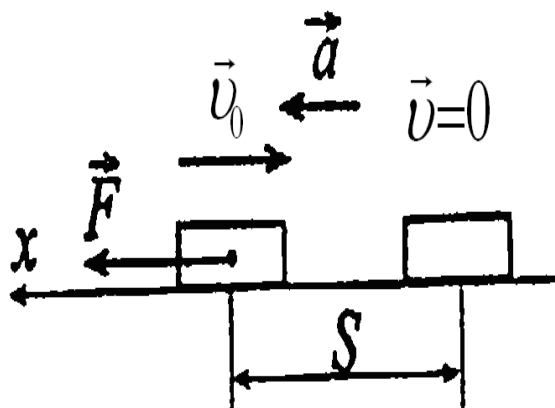
Бу ҳолда $T_2 = 2T_1$, у ҳолда (2) тенгламани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$2T_1 - mg = ma_2 \quad \text{бундан} \quad T_1 = ma_2 - ma_1 = m(a_2 - a_1).$$

T_1 нинг қийматини (1) га қўйиб, $m(a_2 - a_1) - mg = ma_1$, бундан $a_2 = 2a_1 + g$; $a_2 = 13,8$ м/сек².

1.2.4. Массаси $m = 1020$ кг бўлган автомобиль $t = 5$ сек тормозлангандан кейин текис секинланувчан ҳаракат қилиб, $S = 25$ м масофани ўтиб тўхтайди.

1) Автомобилнинг v_0 бошланғич тезлиги, 2) тормозланиш кучи F топилсин.



1.3.- расм

Ечиш:

Масалани ечиш учун текис секинланувчан ҳаракат тенгламалари ва Ньютоннинг иккинчи қонунидан фойдаланамиз.

Ньютоннинг иккинчи қонунини вектор формада $\vec{F} = m\vec{a}$ ёки x ўқдаги проекцияси кўринишида $F = ma$ - (1). кўринишда ёзамиз.

Автомобилнинг текис секинланувчан ҳаракат тенгламаси $S = v_0 t - \frac{at^2}{2}$ (2);

$$v = v_0 - at \quad (3).$$

Автомобилнинг охириги тезлиги $v = 0$, (3) эканлигидан автомобильнинг бошланғич тезлиги $v_0 = at$. ни аниқлаймиз.

Бу ифодани (2) га қўйиб, $a = \frac{2S}{t^2}$ - (4) ни топамиз.

(4) ни (1) га қўйиб, $F = \frac{2Sm}{t^2}$ ни оламиз. $F = 2040 = 2,04$ кН.

$$v_0 = \frac{2S}{t}; v_0 = 10 \text{ м/сек} = 36 \text{ км/соат.}$$

1.2. 5. 500 т массали поезд тормозланганда текис секинланувчан ҳаракат қилиб 60 с. давомида тезлигини 40 км /соат дан 28 км /соат гача камайтирган. Тормозланиш кучи топилсин.

Ечиш:

Ньютоннинг иккинчи қонунини қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$\vec{F} = \frac{\Delta \vec{p}}{\Delta t}, \text{ бундан } \Delta \vec{p} = \vec{F} \Delta t \text{ ёки } m \Delta v = \vec{F} \Delta t.$$

Охири тенгламани қуйидаги кўринишда ёзамиз: $m(v_1 - v_2) = -F \Delta t$.

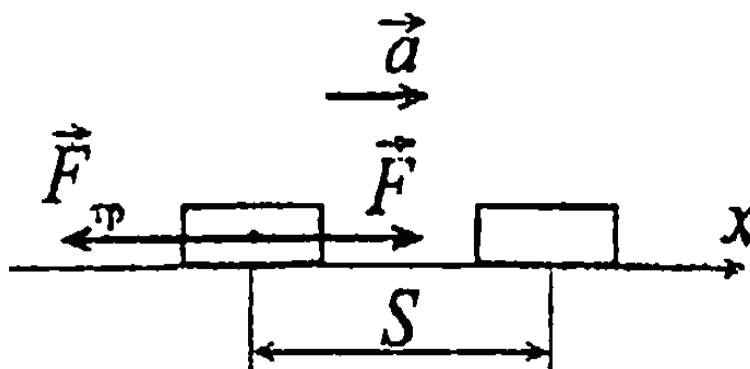
Бундан $\Delta t = t$, $F = m \frac{v_1 - v_2}{t}$. Сон қийматларни қўйиб, $F = 27,7 \cdot 10^4$ н ни

оламиз.

1.2.6. Рельсда турган вагон текис тезланувчан ҳаракат қилиб, $S = 11$ м йўлни $t = 30$ сек да ўтиши учун унга қандай куч таъсир қилиши керак? Вагоннинг массаси $m = 16T$. Ҳаракат вақтида унга, ўз оғирлигининг 0,05 қисмига тенг бўлган ишқаланиш кучи таъсир қилади.

Ечиш:

Масалани ечишда вагоннинг текис секинланувчан ҳаракати тенгламалари ва Ньютоннинг иккинчи қонунидан $\vec{F} + \vec{F}_{\text{ишк}} = m\vec{a}$ ёки тенгламанинг x ўқдаги проекциясини ёзамиз



1.4.-расм.

$$F - F_{\text{ишк}} = ma, \text{ бундан } F = ma + F_{\text{ишк}}.$$

Текис тезланувчан ҳаракат тенграмаси $v_0 = 0$, йўл $S = \frac{at^2}{2}$, бундан $a = \frac{2S}{t^2}$.

Ишқаланиш шартидан $F_{\text{ишк}} = 0,05mg$, у ҳолда $F = m \frac{2S}{t^2} + 0,05mg$, $F = 8,2$ кН.

1.2.7. $m = 20$ Т. массали вагон $a = -0,3$ м /сек² ўзгармас манфий тезланиш билан ҳаракат қилади. Вагоннинг бошланғич тезлиги $v_0 = 54$ км /соат. Вагонга қандай тормозланиш F кучи таъсир қилган? Вагон қанча t вақтдан кейин тўхтайди? Вагон тўхтагунча қанча S масофани босиб ўтади?

Ечиш:

Масалани ечишда текис секинланувчан ҳаракат тенгламалари, Ньютоннинг 2- қонуни дан фойдаланамиз.

Ньютоннинг иккинчи қонунига кўра $\vec{F} = m\vec{a}$ ёки ҳаракат йўналиши проекцияси $-F = -ma$, бунда тормозланиш йўли $F = 6$ кН абсолют катталиқка тенг.

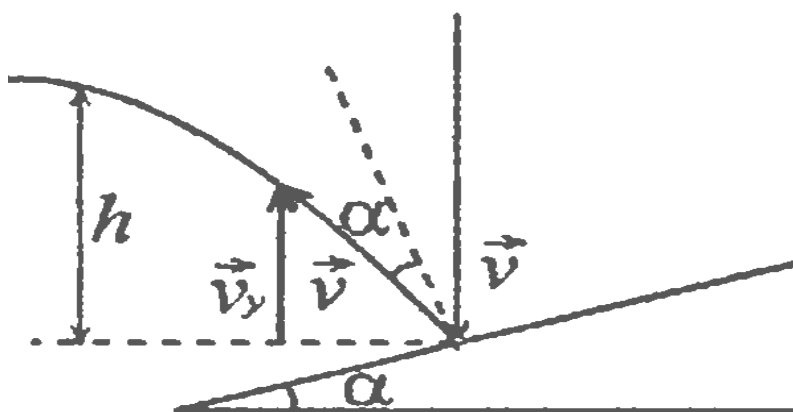
Вагоннинг тезланиши $a = \frac{v - v_0}{t}$, лекин $v = 0$,

бундан $a = -\frac{v_0}{t}$. $t = -\frac{v_0}{a}$; $t = 50$ сек.

Ўтилган йўл, $a < 0$, $S = v_0 t - \frac{at^2}{2}$; $S = 375$ м.

1.2.8. $v = 600$ м/сек тезлик билан учаётган $m = 4,65 \cdot 10^{-26}$ кг массали молекула деворга ўтказилган нормалга нисбатан идиш деворига $\alpha = 60^\circ$ бурчакда урилади ва шундай бурчакда тезлигини ўзгартирмай эластик қайтади. Урилиш вақтида идиш деворига берилган куч импульси $F\Delta t$ топилсин.

Ечиш:



1.5.-расм.

Ньютоннинг иккинчи қонуни кўра $F\Delta t = m\Delta v$.

Ташқи деворга нормалнинг йўналиши мусбат деб ҳисоблаб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

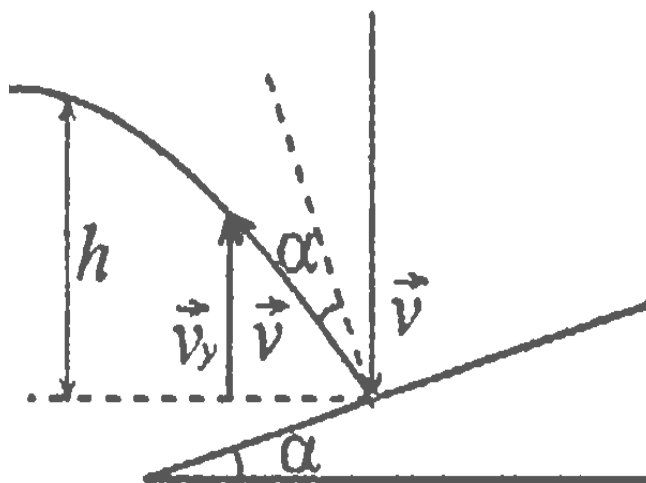
$$\Delta v = v_2 \cos \alpha - (-v_1 \cos \alpha); \quad v_1 = v_2 = v \quad \text{шартга} \quad \text{кўра} \quad \text{ва}$$

$$\Delta v = 2v \cos \alpha. \quad \Delta v = v_2 \cos \alpha + v_1 \cos \alpha.$$

Шундай қилиб, $F\Delta t = 2mv \cos \alpha$; $F\Delta t = 2,8 \cdot 10^{-23}$ Н·сек.

1.2.9. Бирор баландликдан вертикал тушаётган $m = 0,1$ кг оғирликдаги шарча қия текисликка урилади ва тезлигини ўзгартирмасдан текисликдан эластик қайтади. Текисликнинг горизонтга нисбатан қиялиги $\alpha = 30^\circ$ га тенг. Урилиш вақтида текисликнинг олган куч импульси $F\Delta t = 1,73$ Н·сек га тенг. Шар текисликка урилгандан қанча t вақт ўтгач, траекториясининг энг юқори нуқтасида бўлади?

Ечиш:



1.6.-расм.

Импульснинг сақланиш қонунидан $F\Delta t = 2m\Delta v$;

бунда $\Delta v = v_1 \cos \alpha - (-v_2 \cos \alpha)$; $\Delta v = \cos \alpha (v_1 + v_2)$; $v_1 = v_2 = v$,

бу ердан $\Delta v = 2v \cos \alpha$.

У ҳолда $F\Delta t = 2mv \cos \alpha$ - (1). Расмдан кўришиб турибдики,

$$v_y = v \sin \left[\frac{\pi}{2} - 2\alpha \right] - gt = v \cos 2\alpha - gt;$$

юқориги нуқтада $v_y = 0$.

Кўришиб турибдики $v \cos 2\alpha = gt$, бу ерда $t = \frac{v \cos 2\alpha}{g}$.

(1) дан $v = \frac{F\Delta t}{2m \cos \alpha}$ ни топамиз.

У ҳолда $t = \frac{F\Delta t \cos 2\alpha}{2mg \cos \alpha}$; $t = 0,51$ сек.

1.2.10. Кесим юзи $S = 6 \text{ см}^2$ бўлган сув оқими деворга нормалга нисбатан $\alpha = 60^\circ$ бурчакда урилади ва тезлигин ўзгартирмасдан девордан эластик қайтади. Агар сув оқимининг тезлиги $v = 12$ м/сек бўлса, деворга таъсир қилувчи куч топилсин.

Ечиш:

Δt вақт давомида деворга урилаётган сувнинг массаси $m = lS\rho = Sv\Delta t\rho$ (1), бунда S - оқимнинг кўндаланг кесим юзи, ρ - сувнинг зичлиги.

Импульснинг сақланиш қонунидан $F\Delta t = 2m\Delta v$; бу ерда $F = \frac{m\Delta v}{\Delta t}$ - (2).

Олдинги масаладан $\Delta v = v_1 \cos \alpha - (-v_2 \cos \alpha) = \cos \alpha (v_1 + v_2)$ га эга бўламиз.

Шартга кўра $v_1 = v_2 = v$, бундан $\Delta v = 2v \cos \alpha$. - (3). (1) ва (3) ни (2) га

$$\text{кўйиб, } F = \frac{Sv \Delta t \rho \cdot 2v \cos \alpha}{\Delta t} = 2Sv^2 \rho \cos \alpha; F = 86 \text{ Н.}$$

Кўрсатма. t вақт ичида деворга узунлиги $l = vt$ ва кўндаланг кесим юзи S бўлган цилиндрдаги сув массасининг урилиши назарга олинсин., яъни $m = \rho Svt$, бунда ρ - сувнинг зичлиги.

1.2.11. Трамвай жойидан қўзғалгандан кейин $a = 0,5$ м/сек² ўзгармас тезланиш билан ҳаракатланади. Ҳаракат бошлангандан $t = 12$ сек ўтгач трамвайнинг мотори ўчирилади ва трамвай тўхташ жойигача текис секинланувчан ҳаракатланади. Бутун йўл бўйича ишқаланиш коэффициенти $k = 0,01$ га тенг. Трамвайнинг энг катта тезлиги, трамвай тўхтагунча ўтган t вақт, текис секинланувчан ҳаракатда трамвайнинг a_2 манфий тезланиши ва трамвай тўхтагунча босиб ўтилган йўли S топилсин.

Ечиш:

$t_1 = 12$ сек ва тезлик $v = at$; $v = 0,5 \cdot 12 = 6$ м/сек да трамвай энг катта тезликка эришади.

Текис тезланувчан ҳаракатда босиб ўтилган йўл $S = \frac{a_1 t_1^2}{2}$ - (1),

текис секинланувчан ҳаракатда $S = vt_2 - \frac{a_2 t_2^2}{2}$ - (2).

Ньютоннинг иккинчи қонунига мувофиқ $-F_{ушк} = k mg = ma_2$;

$$a_2 = \frac{-kmg}{m} = kg; \quad a_2 = -0,098 \text{ м/сек}^2.$$

Йўлнинг иккинчи қисмида: $v = a_2 t_2$, бундан $t_2 = \frac{-v}{a_2}$; $t_2 = 61,2$ сек.

Унда ҳаракатланиш вақти $t = t_1 + t_2 = 73,2$ сек. (1) тенгламадан $S_1 = 36$ м.

(2) тенгламадан $S_1 = 183,7$ м. Умумий йўл $S = S_1 + S_2 = 219,7$ м.

1.2.12. Автомобилнинг массаси $m = 1T$. Автомобиль ҳаракатланаётганда унга ўз оғирлигининг 0,1 қисмига тенг бўлган ишқаланиш кучи $F_{ушк}$ таъсир қилади.

1) Автомобиль текис ҳаракатланганда моторининг тортиш кучи F қанча бўлиши керак?

2) Автомобиль $a = 2$ м/сек² тезланиш билан ҳаракат қилгандачи?

Ечиш:

1) Тўғри чизиqli ҳаракатда тезланиш $a = 0$, ҳаракат тенгламаси Ньютоннинг иккинчи қонунига мос равишда: $F - F_{ушк} = 0$,

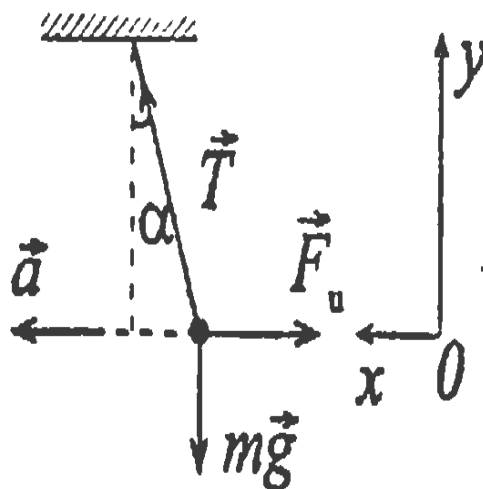
бундан $F - F_{ушк} = 0,1mg$; $F = 980$ Н.

2) Ньютоннинг иккинчи қонундан: $F - F_{ушк} = ma$, бундан $F = ma + F_{ушк} = m(a + 0,1g)$; $F = 2,98$ кН.

1.2.13. Трамвай вагонининг шипига маҳкамланган ипга шар осилган. Вагон тормозланганда, унинг тезлиги, $\Delta t = 3$ сек вақт оралиғида $v_1 = 18$ км /соат дан

$v_2 = 6 \text{ км /соат}$ гача бир текисда ўзгаради. Бунда шар осилган ип қандай α бурчакка оғади?

Ечиш:



1.7.- расм.

Шарнинг вазиятини вагоннинг шипига боғланган санок системасида қараймиз. Вагон қанча тезланиш билан ҳаракатланмасин, система инерциал бўлади. Ҳаракат тенгламаси вектор кўринишида қуйидагича ёзилади: $\vec{T} + m\vec{g} + \vec{F}_u = 0$ - (1), бу ерда $\vec{F}_u = -ma$, у ҳолда (1) тенгламанинг x ўқдаги проекцияси $T \sin \alpha = ma$ - (2) ва у ўқда $T \cos \alpha - mg = 0$ - (3). (2) ни (3) га бўлиб, $\operatorname{tg} \alpha = \frac{a}{g}$, бунда $\alpha = \operatorname{arctg} \frac{a}{g}$ ёки $a = \frac{\Delta v}{t}$ эканлигини ҳисобга олиб, $\alpha = \operatorname{arctg} \frac{\Delta v}{gt}$.

Сон қийматларни қўйиб, $\alpha = 6^\circ 30'$ ни топамиз.

1.2.14. Темир йўл вағони тормозланганда, унинг тезлиги $\Delta t = 3,3$ вақт оралиғида $v_1 = 47,5 \text{ км /соат}$ дан $v_2 = 30 \text{ км /соат}$ гача бир текисда ўзгаради. Вагон тормозланганда, полкадаги чамадон силжий бошлаши учун, чамадон билан полка орасидаги ишқаланиш коэффициентини k нинг чегаравий қиймати қандай бўлиши керак?

Ечиш:

Масалани ноинерциал санок системасида ечамиз. Ҳаракат тенгламаси $0 = \vec{F}_{\text{ишк}} + \vec{F}_i$ ёки x ўқдаги проекцияси $0 = F_{\text{ишк}} + ma$, бу ерда $a = \frac{v_1 - v_2}{t}$; $F_{\text{ишк}} = kmg$. У ҳолда $kmg = \frac{m(v_1 - v_2)}{t}$; $k = \frac{v_1 - v_2}{gt}$. Сон қийматларни

кўйиб, $k=0,15$ ни ҳосил қиламиз, яъни $k \leq 0,15$ бўлганда чемадон силжий бошлайди.

Столда ётган арқоннинг осилиб турган қисмининг узунлиги унинг бутун узунлигининг $\left(\frac{l}{4}\right)$ 25% ини ташкил қилганда, у сирганиб туша бошлайди.

Арқоннинг столга ишқаланиш коэффиценти k нимага тенг?

Арқоннинг бирлик узунлигини m_1g билан белгилаймиз. У ҳолда арқоннинг

осилиб турган қисмининг оғирлиги $\frac{m_1g}{4}$ га тенг. Арқоннинг столда ётган

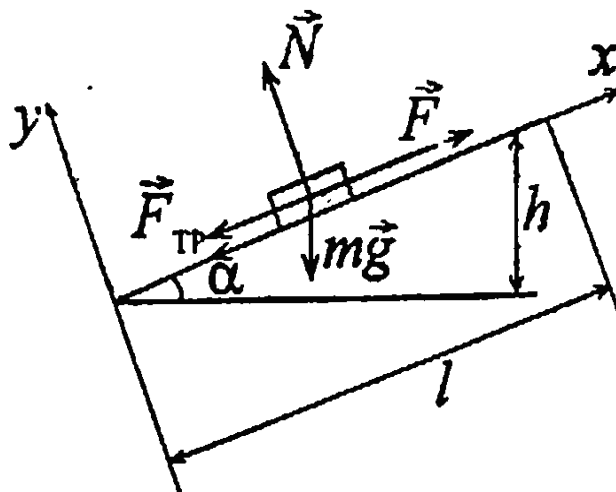
қисмига таъсир қилувчи куч $F_{\text{ишқ}} = \frac{3km_1gl}{4}$. Шундай қилиб, $\frac{m_1g}{4} = \frac{3km_1gl}{4}$, бундан

$k=0,33$.

1.2.15. Автомобилнинг массаси $m=1T$. Автомобиль ҳаракатланаётганда унга ўз оғирлигининг 0,1 қисмига тенг бўлган ишқаланиш кучи $F_{\text{ишқ}}$ таъсир қилади. Агар автомобиль ўзгармас тезлик билан: 1) қиялиги ҳар 25 м йўлда 1 м баландликка кўтариладиган тоққа чиқаётган бўлса, 2) худди шу қияликдаги тоғдан тушаётган бўлса, автомобиль моторининг тортиш кучи F топилсин.

Ечиш:

Автомобилнинг ҳаракат тенгламаси вектор кўринишда



1.8.- расм.

$$-ma = m\vec{g} + \vec{N} + \vec{F}_{\text{ишқ}} + \vec{F}; v = \text{const}, \text{ бундан } a=0.$$

1) x ўқдаги проекцияси: $0 = -mg \sin \alpha - F_{\text{ишк}} + F$, y ўқда: $0 = N - mg \cos \alpha$, бу ерда $\sin \alpha = \frac{h}{l} = 0,04$, $\cos \alpha = 0,999$, бу ерда $N = mg \cos \alpha$. $\vec{F} = kN = kmg \cdot \cos \alpha$;

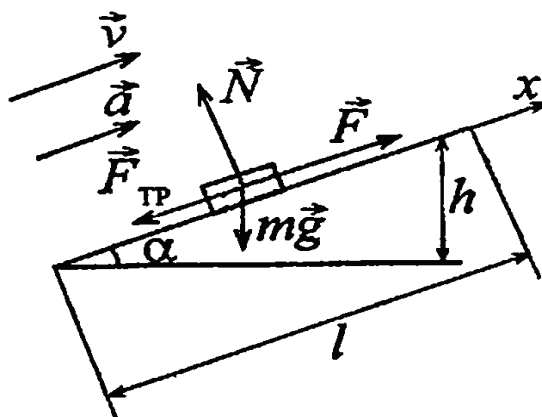
$F = mg \sin \alpha + kmg \cos \alpha$; $F = mg(\sin \alpha + k \cos \alpha)$ ёки $F = 1,37 \text{ кН}$.

2) x ўқдаги проекцияси: $0 = F + mg - F_{\text{ишк}}$, y ўқда: $N = mg \cos \alpha$. $F = F_{\text{ишк}} - mg \sin \alpha$;
 $F = kmg \cos \alpha - mg \sin \alpha$; $F = mg(k \cos \alpha - \sin \alpha)$. $F = 590 \text{ Н}$.

1.2.16. Қиялиги ҳар 25 м йўлда 1 м баландликка кўтариладиган тоққа $a = 1 \text{ м/сек}^2$ тезланиш билан чиқаётган автомобиль моторининг тортиш кучи топилсин. Автомобилнинг массаси $m = 1 \text{ Т}$ ва ишқаланиш коэффициенти 0,1 га тенг.

Ечиш:

Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан $F - mg \sin \alpha - F_{\text{ишк}} = ma$ - (1) бунда



1.9.-расм.

$\sin \alpha = h/l$ - (2). (2) тенгламани ҳисобга олиб, (1) дан $F = ma + mg \sin \alpha + F_{\text{ишк}}$

автомобиль моторининг тортиш кучи $F = m \left(a + \frac{hg}{l} + 0,1g \right)$; $F = 2,37 \text{ кН}$.

1.2.17. Жисм қиялиги горизонт билан $\alpha = 4^\circ$ бўлган текисликда ётибди. Жисмнинг қия текисликда сирғана бошлаши учун ишқаланиш коэффициенти k қандай чегаравий қийматга эга бўлиши керак? Агар ишқаланиш коэффициенти $k = 0,03$ бўлса, жисм қандай тезланиш билан сирғаниди? Шундай шароитда жисм $S = 100$ метр йўлни қанча t вақтда ўтади? 4) Шу 100 м йўлнинг охирида жисм қандай тезликка эришади?

Ечиш:

Тинч турган жисм учун Ньютоннинг иккинчи қонунининг x ўқдаги проекцияси $mg \sin \alpha - F_{\text{ишк}} = 0$, бу ерда $F_{\text{ишк}} \geq kmg$, Бундан $mg \sin \alpha = kmg$; $k = \sin \alpha$; $k \leq 0,07$. Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан текис тезланувчан ҳаракат $mg \sin \alpha - F_{\text{ишк}} = ma$ ёки $\sin \alpha - kmg = ma$, бундан

$$a = g(\sin \alpha - k); \quad a = -0,39 \text{ м/сек}^2. \text{ Босиб ўтилган йўл } S = \frac{at^2}{2}, \text{ бундан } t = \sqrt{\frac{2s}{a}};$$

$$t = 22,6 \text{ сек. Тезлик } v = at; \quad v = 88 \text{ м/сек.}$$

1.2.18. Жисм горизонт билан $\alpha = 45^\circ$ бурчак ташкил қилган қия текисликда сирғаниб тушмоқда. Жисм $S = 36,4$ см масофани ўтганда $v = 2$ м /сек тезликка эришади. Жисмнинг текисликка ишқаланиш коэффициентини k топилсин.

Ечиш:

Ньютоннинг иккинчи қонунининг x ўқдаги проекциясини ёзамиз:

$$mg \sin \alpha - F_{\text{ишк}} = ma, \text{ ёки } mg \sin \alpha - kmg \cos \alpha = ma, \text{ бундан } k = \frac{g \sin \alpha - a}{g \cos \alpha} \quad (1). \text{ Тезлик}$$

$$v = at; \quad t = \frac{v}{a} \quad (2). \text{ Ўтилган йўл } S = \frac{at^2}{2}, \quad (2)\text{ни ҳисобга олиб } S = \frac{av^2}{2a^2} = \frac{v^2}{2a}, \text{ бундан}$$

$$a = \frac{v^2}{2S} \quad (3). \quad (3) \text{ ни } (1) \text{ га қўйиб қуйидагини ҳосил қиламиз:}$$

$$k = \frac{g \sin \alpha - v^2/2S}{g \cos \alpha}. \quad k = \frac{2gS \sin \alpha - v^2}{2gS}; \quad k = \operatorname{tg} \alpha - \frac{v^2}{2gS \cos \alpha}; \quad k = 0,2.$$

1.2.19. Жисм горизонт билан $\alpha = 45^\circ$ бурчак ташкил қилган қия текисликда сирғаниб тушмоқда. Жисм ўтган S йўлнинг t вақтга боғланиши $S = Ct^2$ тенглама билан берилган, бунда $C = 1,73$ м /сек². Жисмнинг текисликка ишқаланиш k коэффициентини топилсин.

Ечиш:

Тезланишни босиб ўтилган йўлнинг вақт бўйича иккинчи тартибли

$$\text{ҳосиласидан топамиз: } a = \frac{d^2s}{dt^2} = 3,46. \text{ Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан}$$

$$mg \sin \alpha - F_{\text{ишк}} = ma. \quad F = kmg \cos \alpha \quad \text{бўлганидан} \quad mg \sin \alpha - kmg \cos \alpha = ma \quad \text{бундан}$$

$$k = \frac{mg \sin \alpha - ma}{mg \cos \alpha}; \quad k = \frac{g \sin \alpha - a}{g \cos \alpha}; \quad k = 0,5.$$

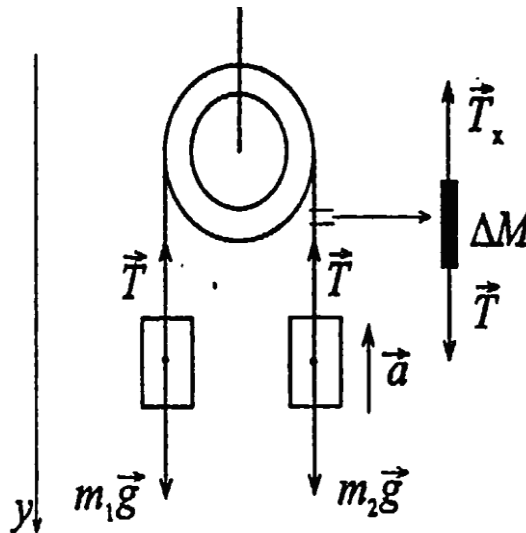
1.2.20. Массалари $m_1 = 2 \text{ кг}$ ва $m_2 = 1 \text{ кг}$ бўлган тошлар бир – бирига ип билан бирлаштирилиб, вазнсиз блокка осилган.

Тошларнинг ҳаракат тезланиши a , ипнинг таранглик кучи T топилсин. Блокка бўлган ишқаланиш ҳисобга олинмасин.

Ечиш:

Фараз қилайлик, ип вазнсиз ва таранг тортилмаган. Ипдан Δm элемент оламиз ва ҳаракат тенламасини у ўқидаги проекциясини ёзамиз: $\Delta m a = T - T_1$. $\Delta m = 0, T = T_x$ бўлгани каби яъни, ипнинг тортишиш кучи ҳамма нукталарда бир хил. Юкларнинг ҳаракат тезланиши ҳам бир хил, юклар ипнинг таранг тортилмаганлигидан бир вақтнинг ўзида бир хил масофа босиб ўтади, яъни $S_1 = \frac{a_1 t^2}{2}$; $S_2 = \frac{a_2 t^2}{2}$; $S_1 = S_2$ бундан $a_1 = a_2$.

Лекин a_1 ва a_2 векторларнинг йўналиши қарама - қарши.



1.10- расм.

Биринчи ва иккинчи тошларнинг у ўқидаги проекцияси учун Ньютоннинг

иккинчи қонунини ёзамиз: $\begin{cases} m_1 g - T = m_1 a - (1) \\ m_2 g - T = -m_2 a - (2) \end{cases}$ (1) ва (2) дан

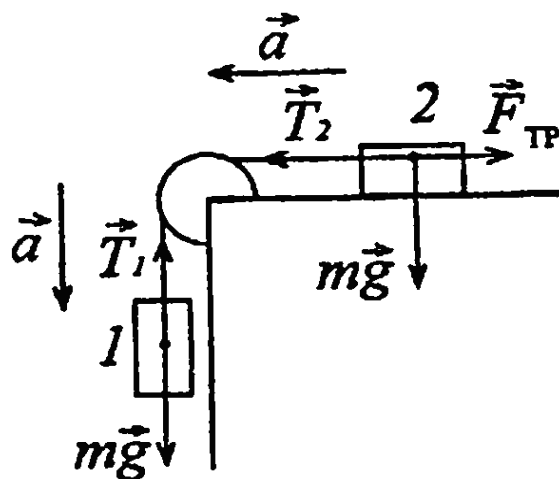
$a(m_1 + m_2) = g(m_1 - m_2)$, бундан $a = \frac{g(m_1 - m_2)}{m_1 + m_2} - (3)$. (3)ни (1)га қўйиб,

$$\frac{m_1 g(m_1 - m_2)}{m_1 + m_2} = m_1 g - T, \quad T = m_1 g \left(1 - \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} \right); \quad T = m_1 g \left(\frac{m_1 + m_2 - m_1 + m_2}{m_1 + m_2} \right);$$

$$T = m_1 g \left(\frac{2m_2}{m_1 + m_2} \right) = \frac{2gm_1 m_2}{m_1 + m_2}. \text{ Сон қийматларни қўйиб, } T = 13 \text{ Н}; a = 3,27 \text{ м/сек}^2.$$

1.2.21. Вазнсиз блок столнинг қиррасига маҳкамланган. Массалари $m_1 = m_2 = 1 \text{ кг}$ бўлган 1 ва 2 тошлар бир – бирига ип билан бирлаштирилиб, блокка осилган. 2 тошнинг столга ишқаланиш коэффициентини $k = 0,1$ га тенг. Тошларнинг ҳаракат тезланиши a , ипнинг T тортишиш кучи топилсин. Блокдаги ишқаланиш ҳисобга олинмасин.

Ечиш:



1.11- расм.

Иккала жисм ҳаракат йўналиши проекцияси учун Ньютоннинг иккинчи қонунини ёзамиз: $mg - T_1 = m_1 a$ - (1); $T_2 - F_{\text{тр}} = m_2 a$ - (2). $T_1 = T_2 = T$ га эга бўламиз (2.30 масалага қаранг). (1) ва (2) ни қўшиб, $F = km_1 g$ эканлигини ҳисобга олиб

$$m_1 g - km_1 g = a(m_1 + m_2), \text{ ни ҳосил қиламиз. Бундан } a = g \frac{m_1 - km_2}{m_1 + m_2} - (3); a = 4,4 \text{ м}$$

/сек². (3) ни (1) га қўйиб, T орқали

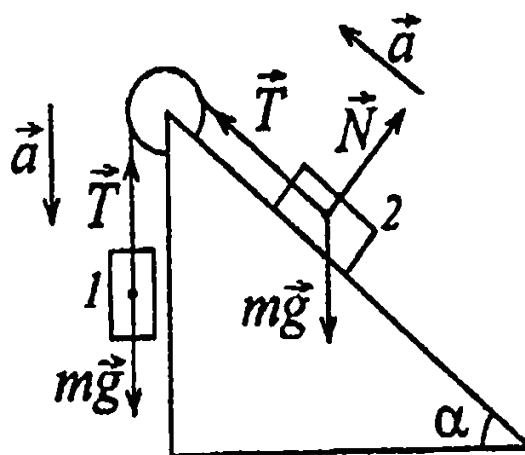
$$\text{ифодалаймиз: } T = m_1(g - a); T = m_1 \left(g - g \frac{m_1 - km_2}{m_1 + m_2} \right); T = m_1 g \left(1 - \frac{m_1 - km_2}{m_1 + m_2} \right);$$

$$T = m_1 g \left(\frac{m_1 + m_2 - m_1 + km_2}{m_1 + m_2} \right); T = m_1 g \frac{m_2(1+k)}{m_1 + m_2}; T = g \frac{m_1 m_2(1+k)}{m_1 + m_2}. \text{ Сон қийматларни}$$

$$\text{қўйиб, } T_1 = T_2 = \frac{m_1 m_2(1+k)g}{m_1 + m_2} = 5,4 \text{ Н.}$$

1.2.22. Горизонт билан $\alpha = 30^\circ$ бурчак ташкил қилган қия текисликнинг энг юқори чўққисига вазнсиз блок маҳкамланган. Массалари $m_1 = m_2 = 1$ кг бўлган 1 ва 2 тошлар бир – бирига ип билан бирлаштирилиб, блокка осилган. Тошларнинг ҳаракат тезланиши a , ипнинг таранглик кучи T топилсин. Блокдаги ишқаланиш, худди шунингдек 2 тошнинг қия текисликка ишқаланиши ҳисобга олинмасин.

Ечиш:



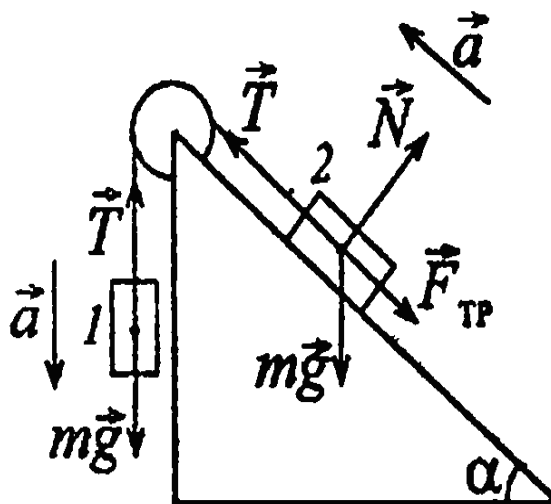
1.12- расм.

$m_1 = m_2 = m$ бўлсин. Биринчи ва иккинчи тошларнинг ҳаракат йўналиши проекцияси учун Ньютоннинг иккинчи қонунини ёзамиз:

$$\begin{cases} mg - T = ma - (1) \\ T - mg \sin \alpha = ma - (2) \end{cases} \text{ (1) дан } T = m(g - a) - (3). \text{ (3) ни (2) га қўйиб, } g(1 - \sin \alpha) = 2a$$

ни ҳосил қиламиз. Бундан $a = g(1 - \sin \alpha)/2$. Сон қийматларни қўйиб, $a = 2,45$ м /сек²; $T = 7,35$ Н.

1.2.23. Олдинги масалани 2 тошнинг қия текисликка ишқаланиш коэффициентини $k = 0,1$ га тенг бўлган шарт билан ечилсин. Блокдаги ишқаланиш ҳисобга олинмасин. **Ечиш:**



1.13- расм.

Берилган k қийматда жисм сирғансин. Биринчи тош учун Ньютоннинг иккинчи қонунининг тенгламаси ўзгаришсиз қолади, иккинчиси учун ишқаланиш кучи ҳосил бўлади: $F_{\text{ушк}} = kmg \cos \alpha$;

$$mg - T = ma - (1); \quad T - mg \sin \alpha - F_{\text{ушк}} = ma - (2) \quad (1) \quad \text{ни} \quad T \quad \text{орқали}$$

ифодалаймиз: $T = mg - ma - (3)$. (3) ни (2) га қўйиб, a ни

$$\text{топамиз: } mg - ma - mg(\sin \alpha + k \cos \alpha) = ma; \quad g(1 - \sin \alpha - k \cos \alpha) = 2a;$$

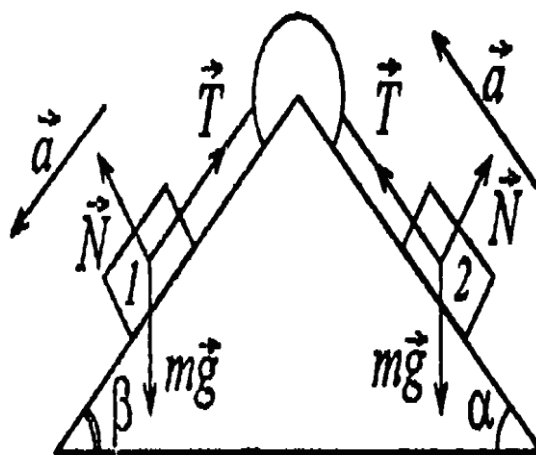
$$a = \frac{g(1 - \sin \alpha - k \cos \alpha)}{2}. \quad (3) \text{ дан } T = m(g - a). \text{ Сон қийматларни қўйиб, } a = 2,02 \text{ м}$$

$$\text{/сек}^2; \quad T = 1(9,8 - 2,02) = 7,78 \text{ Н.}$$

1.2.24. Горизонт билан $\alpha = 30^\circ$ ва $\beta = 45^\circ$ бурчак ташкил қилган иккита қия текисликнинг энг юқори чўққисига вазнсиз блок маҳкамланган .

Массалари $m_1 = m_2 = 1 \text{ кг}$ бўлган 1 ва 2 тошлар бир – бирига ип билан бирлаштирилиб, блокка осилган. Тошларнинг ҳаракат тезланиши a , ипнинг таранглик кучи T топилсин. 1 ва 2 тошларнинг қия текисликларга нисбатан ишқаланиши, худди шунингдек блокдаги ишқаланиш ҳисобга олинмасин.

Ечиш:

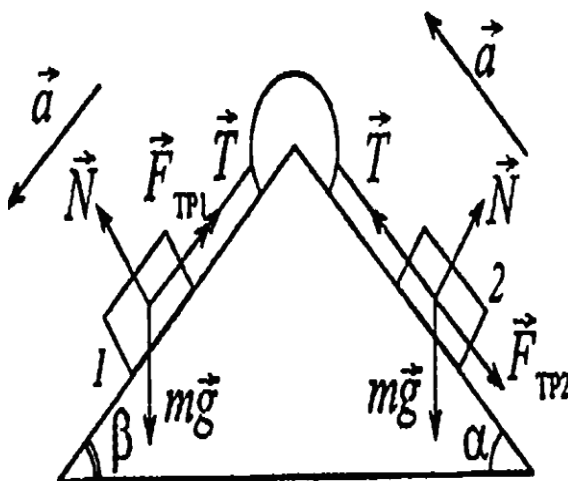


1.14-расм.

$m_1 = m_2 = m$ бўлсин. Тошларнинг ҳаракат йўналиши проекцияси учун Ньютоннинг иккинчи қонунини ёзамиз: $mg \sin \beta - T = ma$ - (1). $T - mg \sin \alpha = ma$ - (2). (1) ва (2) ни қўшиб, $mg(\sin \beta - \sin \alpha) = 2ma$ ни оламиз, бундан $a = \frac{g(\sin \beta - \sin \alpha)}{2}$. (2) дан $T = ma + mg \sin \alpha$; $T = \frac{mg(\sin \beta - \sin \alpha)}{2} + mg \sin \alpha$; $T = mg \frac{(\sin \beta + \sin \alpha)}{2}$. Сон қийматларни қўйиб, $a = 1,03$ м/сек²; $T = 5,9$ Н.

1.2.25. Олдинги масалани 1 ва 2 тошларнинг қия текисликларга ишқаланиш коэффициентлари $k_1 = k_2 = 0,1$ га тенг бўлган шарт учун ечилсин. Блокдаги ишқаланиш ҳисобга олинмасин. Бу масаланинг ечимини берувчи формуладан хусусий ҳолларда 2. 30 – 2. 34 масалаларнинг ечимини олиш мумкинлиги кўрсатилсин.

Ечиш:



1.15- расм.

Берилган k қийматда жисм сирғансин. Ишқаланишни ҳисобга олганда харакат йўналиш проекциясида Ньютоннинг иккинчи қонуни тенгламаси

қўидаги қўринишда ёзилади: $m_1 g \sin \beta - T_1 - F_{\text{ушк}} = m_1 a$ ёки
 $T_2 - m_2 g \sin \alpha - F_{\text{ушк}} = m_2 a$

$m_1 g \sin \beta - T_1 - km_1 g \cos \beta = m_1 a - (1)$ Шундай қилиб, $T_1 = T_2$ у ҳолда (1) ва (2) ни
 $T_2 - m_2 g \sin \alpha - km_2 g \cos \alpha = m_2 a - (2)$.

қўшиб, $m_1 g \sin \beta - m_2 g \sin \alpha - km_1 g \cos \beta - km_2 g \cos \alpha = a(m_1 + m_2)$;

$m_1 g(\sin \beta - k \cos \alpha) - m_2 g(\sin \beta + k \cos \alpha) = a(m_1 + m_2)$, бундан

$a = g \frac{m_1(\sin \beta - k \cos \beta) - m_2(\sin \alpha + k \cos \alpha)}{m_1 + m_2} - (3)$. (2) дан $T_2 = m_2 a + m_2 g \sin \alpha + km_2 g \cos \alpha$

ни топамиз ва (3) га қўямиз:

$$T_2 = m_2 g \frac{m_1(\sin \beta - k \cos \beta) - m_2(\sin \alpha + k \cos \alpha)}{m_1 + m_2} + m_2 g(\sin \alpha \cos \alpha);$$

$$T_2 = m_2 g \frac{m_1(\sin \beta - k \cos \beta) - (\sin \alpha + k \cos \alpha)(m_2 - m_1 - m_2)}{m_1 + m_2};$$

$$T_2 = gm_1 m_2 \frac{\sin \beta - k \cos \beta + \sin \alpha + k \cos \alpha}{m_1 + m_2}; T_2 = gm_1 m_2 \frac{\sin \alpha + \sin \beta + (k \cos \alpha - \cos \beta)}{m_1 + m_2};$$

$T_2 = \frac{m_1 m_2 (\sin \alpha + \sin \beta + (k \cos \alpha - \cos \beta))}{m_1 + m_2} g$. Сон қийматларни қўйиб, $T_1 = T_2 = 6 \text{ Н}$,

$a = 0,244 \text{ м /сек}^2$.

2-боб. Механикада импульс ва унинг сақланиш қонунини ўрганиш

2. 1. Импульснинг сақланиш қонуни.

19-асрнинг охирларида бир неча ўн йиллар давомида буюк философ, физик ва математик олимлар Лейбниц ва Декарт орасида ҳаракатнинг ўлчови сифатида импульс (ҳаракат миқдори) ва энергиянинг (Лейбниц талқини бўйича “Тирик куч”) қайси бирини қабул қилиш тўғрисида илмий баҳс давом этган ва бу баҳснинг ечимига шу даврнинг кўплаб йирик олимлари ҳам тортилган.

Баҳснинг ечими фақат 19-аср охирида энергиянинг сақланиш қонуни очилгандан сўнггина топилган ва ҳаракат ўлчови сифатида импульс ва энергиянинг бирдай муҳим аҳамиятга эгаллигига тўла ишонч ҳосил қилинган.

Замонавий табиатшунослик фанларининг эришган натижалари юқоридаги ҳулосаларнинг тўла асосланганлигини тасдиқлади.

Сақланиш қонунлари тўғрисидаги фикрларни баён этишни импульснинг сақланиш қонунидан бошлаймиз.

Бу қонунга асосан инерциал санок системасида зарраларнинг ёпиқ системасининг натижавий импульси сақланади.

Маълумки ,физикавий қонунлар фақат инерциал санок системаларидагина бир ҳил таърифланади. Ҳар ҳил ноинерциал санок системаларига нисбатан улар ҳар ҳил ифодаланиши мумкин. Шунинг учун физикавий ҳодисаларни ўрганишда инерциал санок системаларини танлаш мақул бўлади ва келгусида фақат инерциал системаларга нисбатан жисмлар ҳаракатини ўрганишни баён этамиз.

Умумий ўрта таълим мактаблари физика фани ўқув дастурлари ва ўқув қўлланмаларида ҳам шу принципга асосланилган, шу сабабли физика фани ўқитувчилари бу масалага ва ўқувчиларда инерциал санок системалари тўғрисидаги тушунчаларни шакллантирилишига жиддий эътибор қаратишлари зарур деб ҳисоблаймиз.

Заррачанинг (жисмнинг) импульси деб $\vec{p} = m\vec{v}$ вектор катталиқга айтилади.

Импульснинг ўзгаришини билган ҳолда заррачага таъсир қилаётган кучни аниқлаш мумкин.

$$\vec{F} = \frac{\Delta\vec{p}}{\Delta t} \quad (2.1.1)$$

Демак, куч импульснинг ўзгариш тезлигини ифодалайди. Агар жисмга таъсир қилувчи куч нолга тенг бўлса импульснинг ўзгариши ҳам нол бўлади. Бу Ньютон-нинг биринчи қонунидир.

Албатта умумий ўрта таълим мактабларида Ньютоннинг биринчи қонуни бошқачароқ таърифланади, мактаб ўқитувчилари куч ва импульс тушунчаларининг ўзаро боғланишини ўқувчиларга бу нуқтаи-назардан ҳам тушунтирса, уларда Ньютон 1-қонуни тўғрисида мукамалроқ фикрлар шаклланишига ёрдам беради.

(2.1.1) формула ,маълум маънода тақрибийроқ, чунки унда Δt вақт оралигида куч жуда кичик ўзгаради (ёки деярли ўзгармайди) деб қаралади.

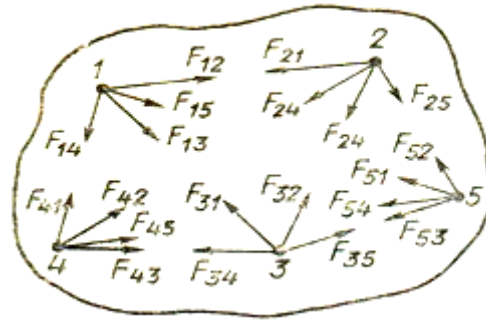
Агар заррача (жисм) га чекли вақт оралигида ўзгарувчан куч таъсир қилаётган бўлса, юқоридаги ифода қуйидагича ёзилади.

$$\vec{F} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{p}}{\Delta t} = \frac{d\vec{p}}{dt} \quad (2.1.2)$$

Демак, жисм (заррача) импульсидан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосила таъсир қилувчи кучга тенг.

Битта жисм (заррача) дан жисмлар (заррачалар) системасига ўтамиз. Бу ихтиёрий жисм ёки жисмлар системаси бўлиши мумкин. Системадаги жисм (заррача) лар ўзаро ёки шу система таркибига кирувчи бошқа жисмлар билан ўзаро таъсирлашишлари мумкин.

Системага ҳеч қандай бошқа жисмлар таъсир қилмаса, ёки уларнинг таъсири етарлича кичик бўлса бу система ёпиқ ёки изоляцияланган (яккаланган) система дейилади.



2.1.1-расм.

Жисмларнинг ҳаракати тўғрисидаги масалани ечиш учун унга таъсир қилувчи ҳамма кучларни эътиборга олиш керак, лекин бундай кучлар жуда кўп.

Шу сабабли баъзи кучларни уларнинг таъсири жуда кичик бўлганлиги учун ҳисобга олмаслик мумкин, шу билан ўзаро таъсирлашувчи жисмлар сонини камайтириб масалани ечиладиган ҳолатга келтириш мумкин.

Масалан, ракетанинг ер атрофидаги ҳаракати ўрганилган ҳолда унинг коинотдаги бошқа объектлар билан ўзаро таъсири эътиборга олинмайди ва “Ер-ракета” системаси ёпиқ система деб қаралади.

Ихтиёрий ёпиқ системанинг импульсини унинг таркибидаги ҳамма жисм (заррача) лар импульсларининг вектор йиғиндисига тенг деб ҳисоблаш мумкин.

$$\vec{p} = \sum \vec{p}_i \quad (2.1.3.)$$

Бу ерда \vec{p}_i - i -нчи жисм (заррача) нинг импульси.

Фараз қилайлик, ёпиқ система N та жисм (заррача) дан тузилган ва биринчи жисм (заррача) га бошқа жисм (заррача)лар томонидан томонидан таъсир қилаётган кучлар : $\vec{F}_{12}, \vec{F}_{13}, \dots, \vec{F}_{1N}$, иккинчи жисм (заррача) га таъсир қилаётган кучлар - $\vec{F}_{21}, \vec{F}_{23}, \dots, \vec{F}_{2N}$, деб ҳисоблаб ҳаракат тенгламаларини ёзамиз :

$$\begin{aligned} \Delta \vec{p}_1 &= (\vec{F}_{12} + \vec{F}_{13} + \dots + \vec{F}_{1N}) \Delta t \\ \Delta \vec{p}_2 &= (\vec{F}_{21} + \vec{F}_{23} + \dots + \vec{F}_{2N}) \Delta t \\ \Delta \vec{p}_N &= (\vec{F}_{N1} + \vec{F}_{N2} + \dots + \vec{F}_{N,N-1}) \Delta t \end{aligned} \quad (2.1.4)$$

Система ёпиқ бўлганлиги учун тенгламаларда система таркибига кирмаган бошқа жисмлар томонидан системага таъсир қилувчи кучлар эътиборга олинмаган.

Система таркибидаги жисм (заррача)лар орасидаги ўзаро таъсир кучлари (ички кучлар) Ньютоннинг учинчи қонунига асосан жуфт-жуфт таъсир сифатида, модул бўйича тенг ва қарама қарши йўналган. Шу сабабли ҳамма ички кучларнинг вектор йиғиндиси нолга тенг.

$$\Delta\vec{p}_1 + \Delta\vec{p}_2 + \dots + \Delta\vec{p}_N = \Delta\vec{p}_N = \Delta\vec{p} = 0$$

$$\vec{p} = \sum_{i=1}^N \vec{p}_i = const \quad (2.1.5.)$$

Агар таъсир қилувчи ҳамма ташқи кучларнинг натижаловчиси нолга тенг бўлса, ёпиқ бўлмаган системанинг импульси ҳам сақланади.

Агар ташқи кучларнинг қандайдир йўналишга (масалан, x -ўқиға) проекцияси нолга тенг бўлса, тўла импульс эмас, балки импульснинг ўша йўналишга проекцияси сақланади.

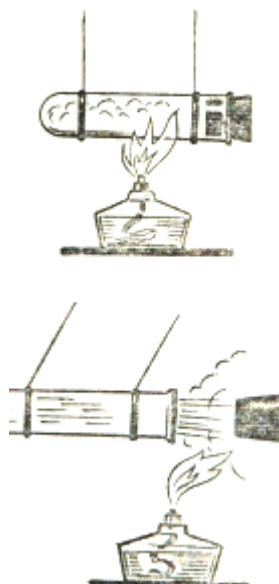
Импульснинг сақланиш қонуни табиатнинг универсал қонуни сифатида табиатдаги ҳамма ходисаларда бажарилади.

Релятивистик механикада импульснинг юқоридаги формуласидан эмас балки, заррача массасининг тезликга боғланишини эътиборга олувчи куйидаги формуладан фойдаланилади.

$$\vec{p} = m\vec{v} = \frac{m_0\vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2.1.6)$$

m_0 – тинч ҳолатдаги, ёки заррача тинч ҳолатда бўлган санок системасига нисбатан аниқланган масса, c – ёруғлик тезлиги.

Агар ўзаро таъсирлашувчи жисмлар бир- бири билан тўғридан-тўғри боғланган ҳолатда жойлашган бўлса Ньютоннинг учинчи қонуни импульснинг сақланиш қонунининг хусусий ҳолини ифодалайди.



2.1.2-расм. Ўқ узилишидаги “тепки” ҳодисаси

Жисмлар тўғридан-тўғри контактда бўлмаган ҳоллардаги ўзаро таъсирларни ўрганишда физикавий майдонларнинг мавжудлиги фарз қилинади, импульслар ўзгариши ёруғлик тезлигига тенг тезликлар билан шу майдонлар орқали узатилади, майдон ва заррачаларнинг импульслари йиғиндиси ихтиёрий вақт momentiда доимий сақланади.

Табиатда 4-хил ўзаро таъсир ва унга мос майдонлар мавжуд деб қаралади: гравитацион ўзаро таъсир (майдон), электромагнит ўзаро таъсир (майдон), кучлик ўзаро таъсир (майдон), кучсиз ўзаро таъсир (майдон).

Ҳозирги кунгача гравитацион ўзаро таъсир майдонидан бошқа майдонлар импульс ташувчиси заррача билан ўзаро таъсирлашаётган майдон ҳисобланади. Худди электромагнит тўлқинларга ўхшаган гравитацион тўлқинларнинг мавжудлиги фанда тўлиқ исботланмаган.

Импульснинг сақланиш қонунини умумий таълим мактаблари ва академик лицейларда ўқувчиларга кўрғазмали усуллар воситасида тушунтириш учун ўқ узилиш жараёнидаги тепки, реактив ҳаракат ва шунга ўхшаш ходисаларни дарс жараёнида ва иқтидорли ўқувчиларга физика кружоклари машғулотларида ўргатиш мақсадга мувофиқ.

Бошланғич вақт momentiда жисмларнинг тезлиги нолга тенг бўлган санок системаси содир бўлган тепки ходисасини кўриб

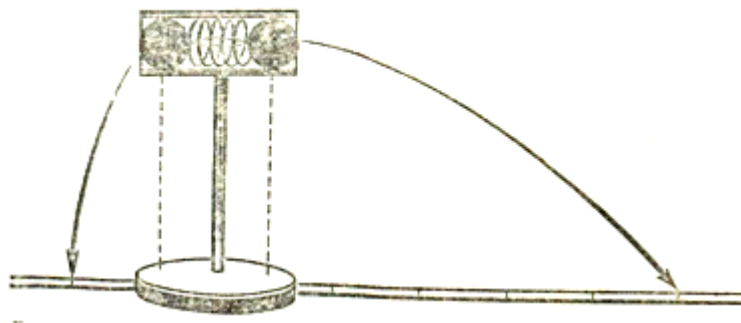
чиқамиз. Импульснинг сақланиш қонунига асосан ёпиқ системанинг ичида қандай ҳодисалар юз беришидан қатъий назар системанинг импульслари йиғиндиси нолга тенг бўлади. Ўқ узиш жараёнида иккита жисмнинг ўзаро таъсири қаралади :

$$\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 = m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 = 0 \quad (2.1.7)$$

Ҳаракат битта тўғри чизик бўйлаб рўй бўрганлиги учун

$$m_1|\vec{v}_1| = m_2|\vec{v}_2| \quad \text{ёки} \quad \frac{|\vec{v}_1|}{|\vec{v}_2|} = \frac{m_2}{m_1}$$

Ўзаро таъсирлашувчи жисмларнинг тезликлари уларнинг массаларига тескари пропорционал.



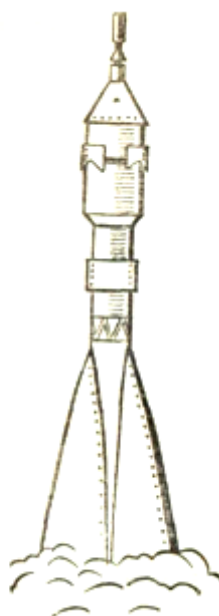
2.1.3-расм. Бошланғич тезликлари нол бўлган ўзаро таъсирлашувчи жисмлар тезликларининг уларнинг массаларига тескари пропорционал эканлигини ифодаловчи тажриба.

Ўрта мактабларда тепки ходисасини ўрганишда жуда оддий қурилмадан фойдаланиб ўқувчиларга импульснинг сақланиш қонунини намойиш қилиш мумкин. Бу қурилмада цилиндр ичига бир ҳил ўлчамли иккита шарча (ҳар ҳил материалдан ясалган) оралигига пружина жойлаштирилади. Экспериментда шарчалардан бири ёғочдан иккинчиси алюминийдан ясалади уларнинг зичлиги ҳисобига массалари $\frac{m_1}{m_2} = \frac{1}{5}$ га тенг бўлади. Сиқилган пружинани ушлаб турган ип ёқиб юборилганда ҳар иккала шарча қарама-қарши томонга ҳар ҳил тезлик билан учиб чиқади. Импульснинг сақланиш қонунига асосан алюминий шарчанинг тезлиги ёғоч

шарчаникидан 5 марта кам бўлади. Шарчаларнинг учиш (ҳаракат-ланиш) вақти бир ҳил ,чунки улар бир ҳил баландликдан бир ҳил тезланиш билан ҳаракатланади. Шу сабабли шарчалар ўзларининг дастлабки ҳолатларидан горизонтал текисликда ҳар ҳил масофада қулаб тушади, масофалар нисбати $\frac{1}{5}$ га тенг. Ҳудди шундай тепки ҳодисаси микродунё ҳодисаларида ҳам, масалан уран ядроси емирилганда бўлақларнинг учиб чиқишида ҳам кузатилади.

Импульснинг сақланиш қонунини ўрганишда узлуксиз тепки натижасида рўй берадиган реактив ҳаракатни ҳам ўрганиш яхши натижа беради. Ракета бошқа жисмларнинг таъсирисиз ўз ҳаракатини секинлаштириши ёки тезлатиши мумкин.

Ракетанинг ёнилғиси ёниши натижасида ракета импульс орттирмаси олади, унинг йўналиши тезликнинг камайиш йўналишига тескари бўлади.



2.1.4-расм. Ракетанинг ҳаракати.

Импульснинг сақланиш қонуни ўзгарувчан массали жисмнинг ҳаракат тенгламасини олишга, реактив куч билан ёнилғининг сарфланиши орасидаги боғланишни топишга имконият беради.

Фараз қилайлик ракетанинг ёнилғи билан биргаликдаги массаси M , қандайдир вақт momentiда танланган инерциал саноқ системасига нисбатан тезлиги \vec{v} га тенг бўлсин (2.1.4- расм). Ёнилғи ёниши натижасида ракета моторидан чиқаётган модданинг шу саноқ системасига нисбатан тезлиги \vec{u} га тенг.

Қандайдир жуда кичик Δt вақт ичида ракетанинг йўқотаётган модда массаси ΔM га тенг. Бунинг натижасида ракета тезлиги ортади ва унинг ўзгариши $\vec{v} + \Delta \vec{v}$ га тенг. Ракетага ҳеч қандай ташқи кучлар таъсир қилмаётганлигини эътиборга олиб импульснинг сақланиш қонунини ёзамиз.

$$M\vec{v} = (M - \Delta M)(\vec{v} + \Delta \vec{v}) + \vec{u}\Delta M \quad (2.1.8.)$$

Соддалаштириш ва $\Delta M \Delta \vec{v}$ нинг етарлича кичик эканлигини эътиборга олиб, қуйидаги тенгламани оламиз.

$$M\Delta \vec{v} = (-\vec{u} + \vec{v})\Delta M \quad (2.1.9.)$$

Тенгламанинг ҳар иккала томонини вақт интервали Δt га бўлиб, ўзгарувчан массали жисмнинг ҳаракат тенгламасини оламиз.

$$M \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = (-\vec{u} + \vec{v}) \frac{\Delta M}{\Delta t} \quad (2.1.10.)$$

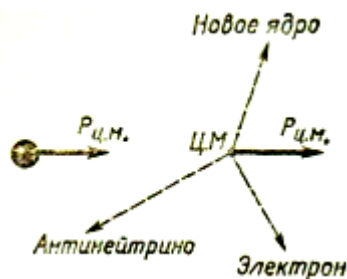
Бу тенглама Ньютоннинг 2- қонуни тенгламасига ўхшаш, тенгламада $\Delta t \Rightarrow 0$ ҳолда ракетанинг тўғри чизиқли илгариланма ҳаракати учун қуйидаги тенгламани оламиз.

$$M \frac{dv}{dt} = -v_r \frac{dM}{dt} \quad (2.1.11.)$$

Бу ерда \vec{v}_r ракетанинг ҳаракат тезлигига қарама қарши йўналган ёнилғи маҳсулотининг чиқиш тезлиги. Бу тенглама ўзгарувчан массали жисмнинг ҳаракат тенгламаси ёки И.В. Мещерский тенгламаси дейилади.

Умумий ўрта таълим мактабларида ўзгарувчан массали жисмлар ҳаракати ва Мещерский тенгламаси ўргатилмайди, лекин физика кружокларида ва иқтидорли ўқувчилар учун машғулотларда бу мавзу ўрганилса ўқувчилар дунёқарашини оширилишига олиб келади ҳамда техник

кружокларда қатнашувчи ва ракета моделларини яшашни биладиган ўқувчилар учун ракета ҳаракатини ўрганишида жуда катта ёрдам беради.



2.1.5-расм. Радиоактив ядронинг емирилиши.

Жисмларнинг ҳаракатини ҳар доим ҳам танланган инерциал санок системасига қараш унчалик ҳам шарт эмас, фақат масса маркази (ёки инерция маркази) деб аталувчи нуқтанинг ҳаракат тенгламасини билиш етарли.

Системанинг масса маркази, система ўлчамлари доирасида оғирлик кучи майдони бир жинсли бўлган ҳолларда, унинг оғирлик маркази билан мос тушади. Масалан ядроларнинг радиоактив емирилишида масса марказининг тезлиги сақланади (2.1. 5- расм) .

Академик лицейларда бу мавзулар физикани чуқурлаштириб ўрганадиган синфларда тўлиқ ўрганилади.

3-боб. Механикада энергиянинг сақланиш қонуни

3.1. Жисмлар ва уларнинг системаларининг тўлиқ энергияси ва кинетик энергияси.

Эйнштейннинг махсус нисбийлик назариясида энергия ва масса орасида универсал боғланиш ўрнатилган.

$$E = mc^2 \quad (3.1.1.)$$

Бу ерда c – ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги, m – релятивистик масса.

Жисм (заррача) нинг тўла энергияси энергиянинг қандай турлари (кинетик, химиявий,электромагнит) дан ташкил топганлигидан қатъий назар шу муносабат орқали ифодаланади.

Жисмнинг тўла энергияси ҳар ҳил саноқ системаларига нисбатан ҳар ҳил бўлади, чунки масса тезликга боғлиқ,тезлик эса саноқ системасини танлашга боғлиқ бўлади. Жисм (заррача) тинч ҳолатда бўлган саноқ системасига нисбатан унинг энергияси энг кичик қийматга эга бўлади ва бу энергич тинч ҳолат энергияси дейилади ва $E = m_0c^2$ формула билан ифодаланади.

Тўла энергия,тинч ҳолатдаги энергия билан бир қаторда жисм (заррача) лар танланган саноқ системасига нисбатан аниқланган ҳаракат тезлигига боғлиқ бўлган кинетик энергияга ҳам эга бўлади.

$$E = E_0 + E_k \quad (3.1.2.)$$

Эйнштейн формуласи масса ва энергия орасидаги боғланишни ифодалайди. Одатдаги макроскопик жисмларда жисмлар массасининг ўзгариши жуда кичик бўлиб,ўлчаш аниқликлари чегарасида ётади. Масалан; 1 кг. сувни буғга айлантиришда унинг энергияси $2,25 \cdot 10^6$ Ж га ортади, энергия ва массанинг боғланишидан массанинг ортишини ҳисобласак $2,5 \cdot 10^{-11}$ кг. га тенг бўлади, бу жуда кичик ва эътиборга олинмайдиган катталиқ.

Ядро жараёнларида ва элементар зарраларнинг ўзаро алмашилишида, масалан, 1 кг. дейтерийнинг гелийга айланишида энергиянинг ўзгариши 562 ТД ж га тенг бўлади ва масса 6,25 г. га камаяди ,бу эса ҳисобга олинадиган катталиқ.

Релятивистик кинетик энергия ифодасини ёзамиз :

$$E_k = E - E_0 = mc^2 \left(1 - \frac{m_0}{m} \right) \quad (3.1.3.)$$

Массанинг релятивистик ифодаларини (3.1.3.) га қўйиб алмаштиришлар ўтказиб қуйидаги ифодани оламиз.

$$E_k = \frac{mv^2}{1 + \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (3.1.4.)$$

(3.1.4.) дан кўрамизки кинетик энергия фақат жисм (заррача) нинг тезлигига боғлиқ бўлади. Ёруғлик тезлигидан жуда кичик бўлган тезликларда юқоридаги ифода одатдаги норелятивистик кинетик энергия формуласига ўтади.

Механик ҳаракатда ҳаракатнинг иккита ўлчови, яъни вектор кўринишидаги импульс ва скаляр кўринишдаги энергия билан танишдик. Ҳаракатнинг бу икки ўлчови универсал бўлиб материя ҳаракатининг ҳамма кўринишларида ҳам мавжуд бўлади.

Аслида ҳаракатнинг сақланувчан икки ўлчовга эга бўлишининг зарурийлиги фазо ва вақтнинг симметриклик ҳоссаларидан келиб чиқади.

Импульснинг сақланиш қонуни фазо симметрияси билан, энергиянинг сақланиш қонуни вақт симметрияси билан боғланган.

Шу билан бирга энергия ва импульснинг сақланиш қонунларида ўзаро асимметрия ҳам мавжуд, яъни энергия-скаляр, импульс эса вектор. Демак ҳар бир қонун қандайдир ўзгаришлар ва шароитларга нисбатан асимметрик бўлади.

Ушбу қонунлар мазмунидаги мавжуд асимметрия улар орасидаги боғланишни йўқотади деган фикрга ҳам келиш мумкин, лекин ундай эмас.

Энергия ва импульс орасида ғоят чуқур боғланиш мавжудлиги нисбийлик назариясида тўла очиб берилган.

Классик механикада импульс ва кинетик энергия ўзаро қуйидача боғланган.

$$E_k = \frac{p^2}{2m} \quad (3.1.5.)$$

Импульс жисм (заррача) нинг массасини унинг тезлигига кўпайтмасига, кинетик энергия эса жисм (заррача) нинг массасини унинг тезлигининг квадратига кўпайтмасининг ярмига тенг. Бу боғланиш формал боғланиш ҳисобланади, чунки классик тасаввурларга асосан фазо ва вақтнинг хоссалари ўзаро ҳеч қандай боғланмаган.

Нисбийлик назариясида фазо ва вақт ўзаро боғланган ва биргаликда намоён бўлади. Шу сабабли ҳаракатнинг иккала ўлчовлари орасидаги боғланиш чуқур физикавий маънога эгадир. Энергия ва импульс орасидаги релятивистик боғланиш қуйидаги ифодадан олинади.

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (3.1.6.)$$

Бу ифодани квадратга кўтариб уни c^2 га кўпайтирамиз ва алмаштиришлар ўтказиб қуйидаги ифодани оламиз.

$$E^2 - p^2 c^2 = E_0^2 \quad (3.1.7.)$$

Ёруғлик тезлигига яқин тезликларда жисм (заррача) нинг кинетик энергияси тинч ҳолатдаги энергиядан жуда кўп марта катта бўлиб, тўла энергияга яқин бўлади.

$$E_k \approx E = pc \quad (3.1.8.)$$

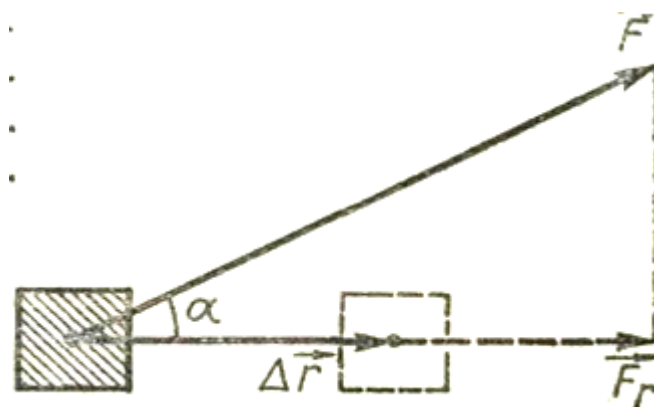
Паст тезликларда (3.1.7.) формула классик механикадаги (3.1.5.) формулага ўтади. Жисм (заррача) нинг импульси ҳам, энергияси ҳам санок системасини танлашга боғлиқ бўлади. Ўша икки катталиқнинг комбинациясини ифодаловчи

$E^2 - p^2 c^2$ айирма ҳамма инерциал санок системаларда бир хил қийматга эга бўлади, бу катталик тинч ҳолат энергиясининг квадратига тенг бўлиб бир инерциал санок системасидан бошқасига ўтганда ўзгармайди. Юқорида айтилган мулоҳазаларнинг ҳаммаси жисмлар (заррачалар) системасида ҳам тўла ўринли бўлади.

Доимий тезликга эга бўлган жисм (заррача)ларнинг ҳаракати икки ҳил усул билан амалга оширилади: ёки жисм (заррача) га ҳеч қандай куч таъсир қилмаганда ёки таъсир қилувчи кучларнинг геометрик йиғиндиси нолга тенг бўлганда.

Бу икки ҳолатнинг орасида принципиал фарқ бор, биринчи ҳолатда иш бажарилмайди, иккинчи ҳолатда эса куч таъсирида ёки кучга қарши иш бажарилади.

“Иш” термини икки ҳил маънода - жараённи ифодалаш учун, ёки кучнинг кўчиш йўналишига проекциясини кўчиш вектори узунлигига кўпайтмаси билан аниқланувчи скаляр физик катталиқни ифодалаш учун ишлатилади. (3.1.1-расм)



3.1.1-расм.

$$A = |\vec{F}| |\Delta \vec{r}| \cos \alpha \quad (3.1.9.)$$

Куч ва кўчиш йўналишлари орасидаги бурчак ўткир бурчак бўлса, куч мусбат иш бажаради, бурчак ўтмас бурчак бўлса кучнинг бажарган иши манфий, яъни берилган кучга қарши иш бажарилади.

Умумий ҳолда куч ихтиёрий ҳолда ўзгарса, жисмнинг траекторияси ихтиёрий кўринишда бўлади ва ишни ҳисоблаш мураккаблашади.

Бу ҳолда жисмнинг ўтган йўлини шундай кичик қисмларга ажратиладики бу қисмда таъсир қилувчи кучни ўзгармас деб ҳисоблаш мумкин бўлсин

$$A = \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^N F_{is} \Delta S_i \quad (3.1.10.)$$

Ишнинг қиймати санок системасини танлашга боғлиқ, чунки жисм битта санок системасига нисбатан ҳаракатланиши ва бошқа санок системасига нисбатан тинч ҳолатда бўлиши мумкин. Ишнинг кинетик энергиянинг ўзгариши билан ўзаро боғланишини аниқлаймиз. Дастлаб жисмнинг Ньютон механика қонунлари асосида доимий куч таъсиридаги ҳаракатини ўрганамиз.

$$A = F_s \Delta s = m a_s \Delta s \quad (3.1.11.)$$

Бу ерда a_s – йўлнинг Δs қисмидаги тезланиш, $2m a_s \Delta s = v_2^2 - v_1^2$ бўлганлигидан ишнинг қуйидаги ифодасини оламиз.

$$A = \frac{m v_2^2}{2} - \frac{m v_1^2}{2} = E_{k2} - E_{k1} \quad (3.1.12.)$$

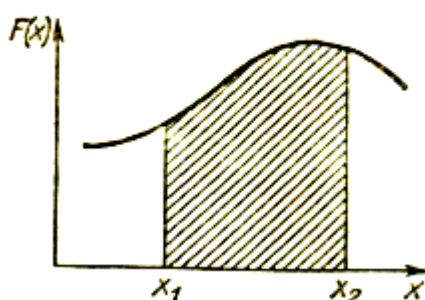
Агар иш мусбат бўлса кинетик энергия ортади ,манфий бўлса эса камаяди.Худди шундай хулосалар нисбийлик назарияси асосида,яъни релятивистик механикада ҳам олинади.

Бу ҳулоса ҳар қандай жисмлар (заррачалар) системаси учун ҳам ўринли. Система кинетик энергиясининг орттирмаси системадаги ҳамма жисм (зарра)ларга таъсир қилаётган ҳамма кучларнинг бажарган ишига тенг.

3. 2. Потенциал майдонлар.

Потенциал кучларнинг бажарган иши.

Жисм (заррача)нинг кўчишида бажарилган иш траекториянинг жуда кўп элементар участкаларида бажарилган ишларни йиғиндиси сифатида аниқланади, бу бажарилган ишнинг умумий ҳолда траектория формасига боғлиқ эканлигини кўрсатади (3.2.1- расм).



3.2.1.-расм. Потенциал кучларнинг бажарган иши фақат траекториянинг бошланғич ва охириги координаталарига боғлиқ.

Аммо шундай кучлар бор-ки уларнинг бажарган иш фақат траекториянинг бошланғич ва охириги координаталари билан аниқланади, траекториянинг формаси эса ишнинг миқдорига таъсир қилмайди. Бундай кучлар потенциал ёки консерватив кучлар дейилади. Бундай хусусиятларга гравитацион кучлар, кулон ўзаро таъсир кучлари эга бўлади.

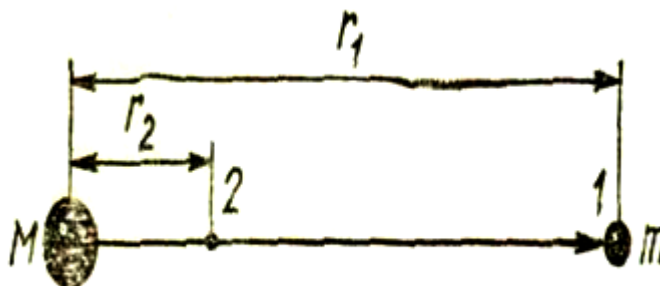
Гравитацион (тортишиш) кучларининг жисм (заррача) га таъсири тортишиш майдони (масалан, ернинг тортишиш майдони) нинг ихтиёрий нуқтасида намоён бўлади. Кулон кучларининг таъсирини эса электр майдонининг ҳар бир нуқтасида жойлашган зарядланган заррача сезади.

Бу кучлар нуқтадан нуқтага маълум қонуниятлар асосида ўзгариб, таъсирлашувчи заррачалар орасидаги масофанинг квадратига боғлиқ бўлади ва заррачаларни туташтирувчи тўғри чизик бўйлаб йўналади.

Бундай майдонлар ва кучлар потенциал майдонлар ва потенциал кучлар деб аталади. Потенциал кучларнинг бажарган ишини ҳисоблаймиз.

Фараз қилайлик, майдоннинг ҳар бир нуктасида таъсир қилувчи куч вақт ўтиши билан ўзгармасин, майдони ҳаракатланаётган заррачага таъсир қилувчи жисм тинч ҳолатда бўлсин. (Масалан:- тортишиш кучи манбаи ҳисобланган Ер танланган санок системасига нисбатан тинч ҳолатда бўлсин.)

Ернинг тортишиш кучи майдонида ҳаракатланаётган жисм бир нуқтадан иккинчи нуқтага кўчсин. Таъсир қилаётган кучнинг қиймати Ньютоннинг бутун олам тортишиш қонуни асосида аниқланади.



3.2.2-расм. Тортишиш кучи ишини ҳисоблаш.

$$F = G \frac{mM}{r_1^2} \quad (3.2.1.)$$

Бу ерда m – заррачанинг массаси, M – Ернинг массаси, r_1 – Ернинг масса марказидан заррача жойлашган нуқтагача бўлган масофа, G – гравитацион доимийлик. Куч m – массали заррача ва M – массали жисм (Ер)нинг масса марказларини туташтирувчи туташтирувчи чизик бўйлаб йўналган

Куч вектор кўринишда $\vec{F} = -G \frac{mM}{r_1^2} \frac{\vec{r}_1}{r_1}$ (3.2.2.) ифодаланади.

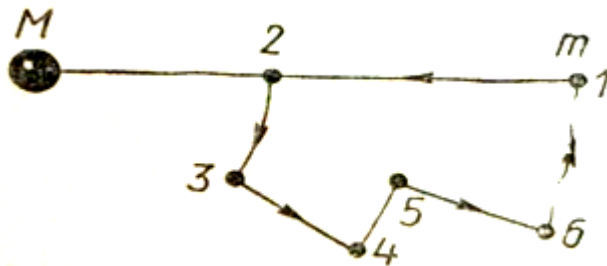
Бажарилган иш $A = G \frac{mM}{r_1} - G \frac{mM}{r_2}$ (3.2.3.)

Кулон кучларининг бажарган ишларини ҳисоблаш тортишиш майдони ишини ҳисоблашдан унчалик фарқ қилмайди.

Электр майдони кучининг бажарган иши қуйидагига тенг :

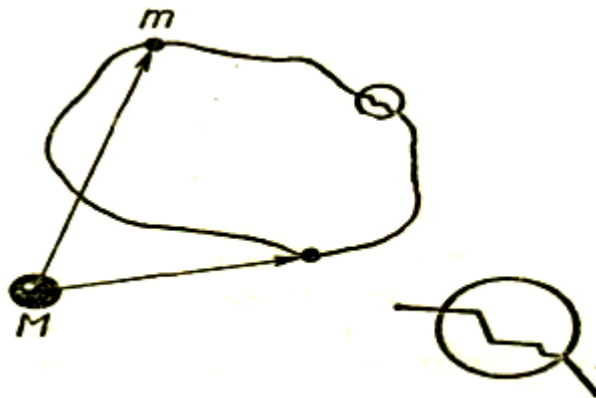
$$A = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0 r_1} - \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0 r_2} \quad (3.2.4.)$$

Ҳақиқатда қараб чиқилган ҳолларда иш иккита ифоданинг айирмасига тенг, бу ифодалар траекториянинг бошланғич ва охириги нуқталари координаталарининг функциялари бўлиб, траекториянинг формасига боғлиқ бўлмайди



3.2.3-расм. Тортишиш кучларининг ёпиқ траектория бўйича бажарган ишига оид.

Потенциал кучларнинг ёпиқ траектория бўйича бажарган иши нолга тенг бўлади.



3.2.4-расм.

Энди заррачанинг ва заррачалар системасининг потенциал энергиясини кўриб чиқамиз. Гравитацион тортишиш кучи, Кулон кучининг бажарган иши формулаларидан шу майдонларда заррачаларнинг потенциал энергиясини аниқлаймиз.

Гравитацион тортишиш куч майдонида: $-E_p = -G \frac{mM}{r}$;

Электр (Кулон) майдонида: $-E_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qQ}{r}$;

Бундай куч майдонларида иш потенциал энергиянинг камайиши ҳисобига бажарилади, яъни траекториянинг бошланғич ва охири нуқталари потенциал энергияларининг айирмасига тенг.

Ишни ўлчаш натижасида потенциал энергиянинг абсолют қийматига эмас, балки майдоннинг икки нуқтасидаги потенциал энергиялар фарқини аниқлаймиз.

$r \Rightarrow \infty$ даги потенциал энергиянинг қийматини нолга тенглигидан, бу нуқтани санок боши деб ҳисоблаб потенциал энергия ифодасини оламиз.

Ҳозиргача қандайдир куч майдонида заррачанинг потенциал энергияси тўғрисида фикр билдирдик, аслида потенциал энергия заррачанинг майдони ва майдонни ҳосил қилаётган жисм орасидаги ўзаро таъсирнинг натижасидир.

3.3. Системанинг механик энергияси ва энергиянинг сақланиш қонуни.

Кинетик энергиянинг орттирмаси системадаги ҳамма заррачаларга таъсир қилувчи ҳамма кучларнинг бажарган ишига тенг. Ихтиёрий заррачалар системасига нисбатан бу кучлар ички ёки ташқи, бундан ташқари потенциал ёки нопотенциал характерга эга бўлиши мумкин.

$$E_{k2} - E_{k1} = A = A_{\text{tash}} + A_{\text{ich}}^{\text{pot}} + A_{\text{ich}}^{\text{nopot}} \quad (3.3.1.)$$

Ички потенциал кучларнинг бажарган иши системанинг хусусий потенциал энергиясининг камайишига тенг.

$$A_{\text{ich}}^{\text{pot}} = E_{p1} - E_{p2} \quad (3.3.2.)$$

Агар кинетик энергиялар фарқини қуйидагича ҳисобласак;

$$E_{k2} - E_{k1} = A_{\text{tash}} + E_{p1} - E_{p2} + A_{\text{ich}}^{\text{nopot}} \quad (3.3.3.)$$

Қуйидаги белгилашларни киритсак; $W_2 = E_{k2} + E_{p2}$; $W_1 = E_{k1} + E_{p1}$;

$$W_2 - W_1 = A_{tash} + A_{ich}^{nopot} \quad (3.3.4.)$$

Демак, системанинг механик энергиясининг ўзгариши ҳамма ташқи ва ички нопотенциал кучларнинг бажарган ишлари йиғиндисига тенг экан. Агар система ёпиқ ва консерватив бўлса, яъни ички нопотенциал кучлар бўлмаса системанинг механик энергияси вақт ўтиши билан ўзгармайди.

Инерциал саноқ системасида ёпиқ, консерватив системанинг механик энергияси сақланувчан катталик ҳисобланади.

Системанинг кинетик ва потенциал энергиялари ўзгариши мумкин, фақат энергиянинг бир тури ортса албатта иккинчиси камаяди. Бу энергиянинг сақланиш қонунини ифодалайди.

19-асрнинг ўрталарида энергиянинг сақланиш қонунининг очилиши механиканинг ривожланиш тарихида ўзига хос бурилиш ҳисобланади.

3.4. Энергия ва импульснинг сақланиш қонунларидан фойдаланиб космик тезликларни ва заррачаларнинг тўқнашишини ўрганиш.

Механик энергиянинг сақланиш қонунининг татбиқи сифатида ҳавонинг қаршилигини ҳисобга олмаган ҳолда, биринчи, иккинчи ва учинчи космик тезликларни ҳисоблаб кўраимиз. Энергиянинг сақланиш қонунига асосан Ер сиртида ва орбитада кинетик ва потенциал энергиялар йиғиндисини сақланади. Бу ҳолда космик кема-Ер системаси ёпиқ, космик кемани учурилишида Ернинг механик энергияси ўзгармайди.

Қуйидаги белгилашлар киритилади: E_k ва E_k^1 - космик кеманинг Ер сиртидаги ва орбитадаги кинетик энергиялари; E_p ва E_p^1 - космик кеманинг потенциал энергияси; R - Ер радиуси; r - доиравий орбитанинг Ернинг марказига нисбатан радиуси; M - Ернинг массаси; m - космик кеманинг массаси; v - космик кемани орбитага чиқариш учун бериладиган тезлик, ("чиқариш" тезлиги); v' - космик кеманинг орбитадаги тезлиги. Қуйидаги тенгламани ёзамиз:

$$\frac{mv^2}{2} - G \frac{mM}{R} = \frac{mv'^2}{2} - G \frac{mM}{r} \quad (3.4.1.)$$

Тенгламада орбитал тезлик v' ни қуйидагича йўқотамиз. Космик кеманинг ҳаракати доиравий орбита ёки шунга яқин орбита бўйлаб содир бўлганидан тортишиш майдони унга марказга интилма тезланиш беради.

$$\frac{mv'^2}{r} = G \frac{mM}{r^2} \quad (3.4.2.)$$

(3.4.2.) нинг ҳар иккала томонини r га кўпайтириб 2 га бўламиз;

$$\frac{mv'^2 r}{2r} = G \frac{mMr}{2r^2} \quad \text{ёки} \quad \frac{mv'^2}{2} = G \frac{mM}{2r} \quad (3.4.3.)$$

(3.4.1.) тенгламада ўнг томондаги биринчи ҳадни (3.4.3.) ифода билан алмаштирамиз;

$$\frac{mv^2}{2} - G \frac{mM}{R} = G \frac{mM}{2r} - G \frac{mM}{r} \quad (3.4.4.)$$

(3.4.4.) тенгламани v га нисбатан ечамиз;

$$v^2 = G \frac{2M}{R} - G \frac{M}{r} = GM \left(\frac{2}{R} - \frac{1}{r} \right) \quad (3.4.5.);$$

$$v = \sqrt{GM \left(\frac{2}{R} - \frac{1}{r} \right)} \quad (3.4.6.)$$

Биринчи космик тезлик деб космик кемани Ер атрофидаги орбитага чиқариш учун зарур бўлган тезликга айтилади.

(2.4.6.) формуладан қуйидаги ифодани оламиз.

$$v_1 = \sqrt{GM \left(\frac{2}{R} - \frac{1}{R} \right)} = \sqrt{G \frac{M}{R}} \quad (3.4.7.)$$

Ер сиртидаги яқин бўлган нуқталарда $G \frac{mM}{R^2} \approx mg$, шу сабабли

$$v_1 = \sqrt{G \frac{M}{R}} = \sqrt{gR} \approx 8 \text{ км/с.}$$

Иккинчи космик тезлик деб космик кемани Қуёш системасидаги сунъий планета орбитасига чиқариш учун зарур бўлган тезликга айтилади. Бу ҳолда $r \Rightarrow \infty$, яъни космик кема Ердан, ернинг тортишиш майдони таъсир этмайдиган масофага узоклаштирилади.

$$v_2 = \sqrt{GM \left(\frac{2}{R} - \frac{1}{\infty} \right)} = \sqrt{2G \frac{M}{R}} = \sqrt{2gR} \quad (3.4.8.)$$

$$v_2 = \sqrt{2}v_1 \approx 11 \text{ км/с.}$$

Агар космик кема Ер сиртидан эмас, балки Ер сиртидан h баландликда жойлашган орбитал станциядан учирилган бўлса, у ҳолда;

$$v_2 = \sqrt{2G \frac{M}{R+h}} = R \sqrt{\frac{2g}{R+h}} \quad (3.4.9.)$$

Учинчи космик тезлик деб, космик кемани Қуёшнинг тортишиш майдони таъсири чегараларидан узоқлаштириш учун унга берилиши зарур бўлган тезликга айтилади.

$$v_3 = \sqrt{2G \left(\frac{M}{R} + \frac{M_c}{R_c} \right)} = \sqrt{2G \frac{M}{R} + 2G \frac{M_c}{R_c}} \quad (3.4.10.)$$

Бу ерда M_c - Қуёш массаси, R_c - Қуёш марказидан Ернинг марказигача бўлган масофа. (2.4.10.) да $2G \frac{M}{R} = v_2^2$, ундан ташқари Ер орбитасининг стационарлик шартидан

$2G \frac{M_c}{R_c} = 2v_0^2$, бу ерда v_0 - Ернинг орбитал тезлиги, унинг ўртача қиймати 29,8 км/с,

Ҳисоблашлар натижасида $v_3 = 43$ км/с. Агар космик кемани Ернинг орбитал ҳаракати йўналишида учирсак, у ҳолда космик кемани ернинг тортишиш кучи таъсири доирасидан чиқишидаги тезлиги $v' = 43 \text{ км/с} - 29,8 \text{ км/с} \approx 13 \text{ км/с}$ га тенг бўлса у Қуёш системасидан чиқиб кетади.

$$v_3 = v_2^2 + v'^2 - v_2^2 \frac{R}{r}$$

$$v_3 \approx \sqrt{(11)^2 + (13)^2} \approx 17 \text{ км/с га тенг.}$$

Жуда кўп масалаларни ечишда энергиянинг сақланиш қонунини импульснинг сақланиш қонуни билан биргаликда қўлланилади. Энергия ва импульснинг сақланиш қонунларининг бир вақтда қўлланилишига классик мисол жисм (зарра) ларнинг тўқнашиши тўғрисидаги масаладир.

Тўқнашувчи жисм (зарра)лар сифатида бильярд шарлари, молекулалар ва элементар заррачалар (масалан, протонлар) ни олиш мумкин.

Чунки энергия ва импульснинг сақланиш қонуни фақат классик физикада эмас, балки квант физикасида ҳам ўринли бўлади. Тўқнашиш натижасида жисм (зарра)ларнинг ички ҳоссалари ўзгариши мумкин. Шу сабабли тўқнашишлар эластик ва ноэластик тўқнашишларга бўлинади.

Эластик тўқнашишлар деб тўқнашувчи жисм (зарра) ларнинг ички ҳолати ўзгармасдан содир бўладиган тўқнашишларга айтилади.

Ноэластик тўқнашишлар деб тўқнашувчи жисм (зарра) ларнинг ички ҳолатининг ўзгариши билан содир бўладиган тўқнашишларга айтилади.

Эластик ва ноэластик тўқнашишлар асосида фан ва техника учун муҳим бўлган жуда кўп ҳодисаларнинг механизми тушунтирилади.

Газларда иссиқлик ўтказувчанлик, диффузия ҳодисалари молекулаларнинг бир-бири билан тўқнашишлари билан тушунтирилади. Газсимон ҳолатда жойлашган моддаларнинг химиявий реакциялари молекулаларнинг ноэластик тўқнашишлари асосида содир бўлади. Атомлар, атом ядролари, элементар зарраларнинг ҳоссаларини уларнинг ҳар хил зарралар билан тўқнашишлари асосида текшириш мумкин.

Импульснинг сақланиш қонуни асосида ноэластик тўқнашиш натижасида ҳосил бўлаётган янги битта заррачанинг тезлигини ҳисоблаш мумкин.

Фараз қилайлик, чисистеманинг массаси сақлансин, яъни $m = m_1 + m_2$, тўқнашишдан кейинги тезлик $\vec{v}' = \frac{m\vec{v}_1 + m\vec{v}_2}{m_1 + m_2}$ га тенг бўлади.

Ноэластик тўқнашишларда зарраларнинг ички ҳолати ўзгаради ва уларнинг кинетик энергиялари сақланмаслигини текшириб кўрамиз.

Массалари m_1 ва m_2 бўлган жисм (зарра) лар берилган бўлсин. Соддалик учун m_2 массали жисм (зарра) ни нишон деб олиб, санок системасини шу заррачага маҳкамлаймиз. m_1 массали жисм (зарра) ни снаряд деб белгилаб оламиз. Снаряднинг импульси \vec{p}_1 , тўқнашишда зарраларнинг бирлашиши натижасида ҳосил бўладиган жисм (зарра) нинг массаси m импульси эса \vec{p} бўлсин. Импульснинг сақланиш қонунига асосан $\vec{p}_1 = \vec{p}$

Жисм (зарра) ларнинг харакатини норелятивистик деб ҳисоблаб, энергиянинг сақланиш қонунини татбиқ этамиз. Шу шарт асосида жисм (зарра)ларнинг кинетик энергиясини $E_k = \frac{p^2}{2m}$ формула орқали аниқлаймиз. Бу ҳолда энергиянинг сақланиш қонуни системанинг ички энергияси Q - ни ҳам ҳисобга олиш зарурлигини талаб этади.

$$\frac{p^2}{2m_1} = \frac{p^2}{2m} + Q \quad (3.4.11.)$$

(3.4.11.)дан қуйидаги ифодани оламиз;

$$Q = \frac{p^2}{2m_1} \left(1 - \frac{m_1}{m} \right) = \frac{p^2 m_2}{2m_1(m_1 + m_2)} \quad (3.4.12.)$$

Снаряднинг импульси ва нишоннинг массаси қанча катта бўлса, ички энергиянинг ўзгариши шунча катта бўлади. $m_2 \gg m_1$ шарт бажарилганда снаряднинг деярли ҳамма кинетик энергияси системани қиздириш учун сарфланади. Тўқнашаётган икки жисм (зарра) ноэластик тўқнашиш натижасида ўзаро бирикмаса энергиянинг сақланиш қонуни қуйидагича ёзилади.

$$\frac{p_1^2}{2m_1} = \frac{p_1^{12}}{2m_1} + \frac{p_2^{12}}{2m_2} + Q \quad (3.4.13.)$$

Бу ерда Q мусбат ёки манфий бўлиши мумкин; Масалан, водороднинг гелийга айланишидаги термоядро реакциясида $Q = -5,3 \cdot 10^{-13}$ Ж. Га тенг.

Энди эластик тўқнашишларни текшираамиз. Эластик тўқнашишларга бильярд шарларининг тўқнашиши, газларда бир-бири билан химиявий таъсирлашмай диган молекулаларнинг тўқнашишлари мисол бўлади.

Кўпчилик ядро ўзаро таъсирлари эластик тўқнашиш йўли билан содир бўлади. Юқори энергиялардаги ядро реакцияларини эътиборга олмаган ҳолдаги, эластик тўқнашишлар норелятивистик жараёнлар ҳисобланади. Эластик тўқнашишлар учун энергия ва импульснинг сақланиш қонунлари қуйидаги тенгламалар билан ифодаланади.

$$\frac{p_1^2}{2m_1} + \frac{p_2^2}{2m_2} = \frac{p_1^{12}}{2m_1} + \frac{p_2^{12}}{2m_2}; \quad (3.4.13.)$$

$$\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{p}'_1 + \vec{p}'_2 \quad (3.4.14.)$$

Тўқнашишда зарралар системасининг ички ҳолати ўзгармаганлигидан энергиянинг сақланиш қонуни кинетик энергиянинг сақланиш қонунига келади.

Фараз қилайлик тўқнашишгача ва тўқнашишдан сўнг иккала жисм (зарра) ҳам бир тўғри чизиқ бўйлаб ҳаракатланади. Жисм (зарра) ларнинг ҳаракатини бу зарраларнинг масса маркази билан боғланган санок системасига нисбатан текширсак зарраларнинг тўқнашишдан кейинги тезликлари осон ҳисобланади.

Агар зарраларнинг қўзғалмас координата системасига нисбатан тўқнашишгача тезликлари мос равишда \vec{v}_1 ва \vec{v}_2 бўлса, масса маркази санок системасига нисбатан тезликларини аниқлаймиз ва шу асосда уларни ўзаро боғлаймиз ва масса марказининг ҳаракат тезлигини аниқлаймиз.

$$\vec{v}_c = \frac{\vec{p}}{m_1 + m_2} = \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2} \quad (3.4.15.)$$

4-боб. Академик лицейлар физика курсида импульснинг сақланиш қонунини масала ечишга татбиқ этиш.

4.1. Импульснинг сақланиш қонунига оид масалалар ечиш

Механиканинг асосий масаласи- яъни жисмнинг ҳолатини ихтиёрий вақт momentiда аниқлаш масаласини Ньютон қонунлари ёрдамида ечиш учун бошланғич шартлар ва жисмга таъсир этувчи кучларнинг координата ва тезликларга боғланиши аниқ бўлиши зарур. Амалиётда бу боғланишлар ҳар доим ҳам аниқ бўлмайди.

Механиканинг кўпчилик масалаларини жисмга таъсир қилаётган кучларнинг ҳарактерини билмасдан ҳам, жисмларнинг ихтиёрий ўзаро таъсирларида ўзгармасдан қоладиган катталиклардан фойдаланиб , ечиш мумкин.

Жисмнинг маълум вақт momentiда ҳолати ва тезлиги аниқ бўлса, сақланувчи катталикларни билган ҳолда шу жисмнинг ихтиёрий ўзаро таъсирдан кейинги ҳолатини ва тезликларини динамика қонунларидан фойдаланмасдан ҳисоблаш мумкин.

Импульснинг сақланиш қонунини масалалар ечишга қўллашнинг асосий шартларини кўриб чиқамиз.

Жисмлар системасини ва санок системасини танлаш: Масалалар ечишда импульснинг сақланиш қонунидан фойдаланиш учун инерциал санок системаларини танлаш ва жисмларнинг ёпиқ системасини қараш керак.

Таъкидлаш зарурки, системанинг умумий импульси турли инерциал санок системаларида ҳар ҳил бўлса ҳам, ҳамма инерциал санок системаларида импульснинг сақланиш қонуни бажарилади.

Импульснинг сақланиш қонунининг тақрибий бажарилиш шарти: Куч импульсининг ифодасидан кўринадикки, жисмлар системасининг импульсининг ўзгариши ташқи кучларга ва уларнинг таъсир этиш вақтига боғлиқ. Маълум шартлар бажарилганда импульснинг сақланиш қонунини

ёпиқ бўлмаган системаларда қатор амалий масалаларни тақрибий ечишга қўллаш мумкин.

- Ташқи кучларнинг таъсир этиш вақти етарлича кичик, яъни $\Delta t \Rightarrow 0$;
- Ташқи кучларнинг модули системада таъсир этаётган ички кучларнинг модулидан етарлича кичик, яъни $F \ll F_{\text{ички}}$

Ёпиқ бўлмаган системаларда тўла импульс сақланмайди, лекин импульснинг айрим координата ўқларига проекциялари, ташқи кучларнинг йиғиндиси нол бўлган йўналишларда доимий бўлиб қолиши мумкин.

Энди импульснинг сақланиш қонунини масалалар ечишга қўлаймиз.

1-ми. масала. Массаси 160 кг бўлган ҳаво шарига ипдан ясалган нарвон боғланган ва бу нарвонда массаси 40 кг бўлган бола жойлашган. Шарни Ерга нисбатан тинч ҳолатда деб ҳисоблаб, боланинг кўтарилиш пайтидаги тезлигини аниқланг. Боланинг нарвонга нисбатан ҳаракат тезлиги $u = 0,5$ м/с.

Ечиш.

Ерни санок жисми деб ҳисоблаймиз. Координата системасининг OY ўқини юқорига вертикал йўналтирамиз. “Шар-бола” системаси ёпиқ, чунки таъсир қилувчи ташқи кучлар (шарга ва болага таъсир қилувчи оғирлик кучи, Архимед кучи) нинг вектор йиғиндиси нолга тенг. Жисмларнинг сузиш шартини ишлатамиз:

$$(M + m)g - F_A = 0 \quad (\text{ми-1-1})$$

Бу системага импульснинг сақланиш қонунини қўллаш мумкин. Шарнинг Ерга нисбатан тезлигини \vec{v} билан белгилаймиз. У ҳолда боланинг Ерга нисбатан тезлиги $\vec{v} + \vec{u}$ га тенг бўлади. “Бола-шар” системасининг импульси бола кўтарилганга қадар нолга тенг бўлади. Ҳамма импульсларни “Ер” инерциал санок системасига нисбатан ёзиб, импульснинг сақланиш қонунининг вектор кўринишини ҳосил қиламиз.

$$m(\vec{v} + \vec{u}) + M\vec{v} = 0, \quad (\text{ми-1-2})$$

Ундан:

$$\vec{v} = -\frac{m\vec{u}}{m + M} \quad (\text{ми-1-3})$$

Бу ифодадаги манфий ишора шар тезлигининг йўналиши бола тезлигининг йўналишига қарама қарши эканлигини кўрсатади.

$$v = \frac{40}{200} \cdot 0,5 = 0,1 \text{ м/с (ми-1-4)}$$

Ҳаво шарининг йўналишини аниқлаш учун куйидагича мулоҳаза қиламиз. "Шар-бола" системаси ёпиқ бўлганлигидан системанинг масса маркази тинч ҳолатда бўлади. Бола нарвон бўйлаб кўтарилганда ушбу шарт бажарилиши учун шар пастга қараб тушиши керак.

2-ми. масала. Орқага қайтишга қаршилик қилувчи қурилма ўрнатилмаган замбарак горизонтга нисбатан $\varphi = 60^\circ$ бурчак остида снаряд отмоқда. Снаряднинг массаси $m_1 = 20$ кг, унинг бошланғич тезлиги $v_1 = 400$ м/с. Агар замбаракнинг массаси $m_2 = 800$ кг бўлса, замбаракнинг орқага сурилиш тезлиги қандай бўлади ?

Ечиш;

Снаряд отилиш вақтида замбаракга таъсир қилувчи ташқи кучларнинг йиғиндиси нолга тенг эмас, шу сабабли "Замбарак-снаряд" жисмлар системасининг импульси сақланмайди: снаряд отилмасдан аввал импульс нолга тенг, отилгандан сўнг импульснинг вектор йиғиндиси $m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2$ га тенг.

Ташқи кучлар таъсир қилмайдиган горизонтал йўналиш учун импульснинг сақланиш қонунини қўллаш мумкин. ox ўқининг мусбат йўналиши сифатида замбаракнинг орқага силжиш тезлиги йўналиши танланади ва импульснинг сақланиш қонунини ёзамиз:

$$m_2v_2 - m_1v_1 \cos \varphi = 0 \text{ (ми-2-1)}$$

$$\text{Бундан: } v_2 = \frac{m_1v_1 \cos \varphi}{m_2} = 5 \text{ м/с}$$

3-ми. масала. Умумий массаси $M = 500$ кг. бўлган ракета вертикал учирилади. Тезлиги $v = 100$ м/с га етганда ундан массаси $m_1 = 200$ кг бўлган

бош қисми ажралиб чиқади. Ракетанинг бош қисмининг ракетадан ажралиб чиқгандан сўнг Ерга нисбатан тезлиги $v_1 = 115$ м/с. Ракетанинг қолган қисмининг чекли тезлиги аниқлансин.

Ечиш.

Ракетанинг ОУ ўқи бўйлаб йўналган ҳаракати Ерга нисбатан қаралади. Ракетага оғирлик кучи, юқорига йўналган тортиш кучи, ҳавонинг қаршилиқ кучи таъсир этади. Бундай система ёпиқ система бўлаолмайди. Ракетанинг бош қисмининг ажралиб чиқиши жуда қисқа Δt вақт давом этади, бу вақт оралигида бу кучлар ракетанинг тезлигини жуда кам ўзгартиради. Шунинг учун маълум тақрибийликда импульснинг сақланиш қонунини қўллаш мумкин.

Ҳамма тезликлар ОУ ўқи бўйлаб йўналганлиги учун, импульснинг сақланиш қонунини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$Mv_y = m_1v_{1y} + m_2v_{2e} \quad (\text{ми-3-1})$$

$$v_{2y} = \frac{Mv_y - m_1v_{1y}}{m_2} = \frac{Mv_y - m_1v_{1y}}{M - m_1} = 90 \text{ м/с} \quad (\text{ми-3-2})$$

Бу тезлик юқорига вертикал йўналган.

4.2. Энергиянинг сақланиш қонунининг масалалар ечишга қўллаш.

Энергиянинг сақланиш ва айланиш қонуни физиканинг энг умумий формулаларидан бўлиб, элементар физиканинг динамика бўлимидаги деярли ҳамма масалаларни ечишга имкон беради.

Жуда кўп масалаларда бу тенглама асосий тенгламалардан бири бўлиб, Ньютоннинг иккинчи қонуни ва импульснинг сақланиш қонуни билан бирга берилган ҳодисаларнинг ифодаловчи ёпиқ тенгламалар системасини ҳосил қилади.

Дастлаб механиканинг асосий масаласини энергетик усул билан ечишни қараб чиқамиз. Умумтаълим ва ўрта махсус, касб-хунар таълими тизимида физика курсининг механика бўлимининг асосий масалаларидан бири механиканинг асосий масаласини ечиш ҳисобланади.

Механиканинг асосий масаласини динамик ечиш усули жисмга ихтиёрий вақт momentiда таъсир этувчи кучларни билишни талаб қилади.

Реал ўзаро таъсирларда бу кучларнинг қийматлари ҳар доим ҳам аниқ бўлмайди, ана шу ҳолларда энергетик усул қўлланилади. Ундан ташқари масала ечишнинг энергетик усули динамик усулга қараганда рационалроқ ечимни беради.

1-мэ. масала. Ер сиртидан $h = 0,8$ м. баландликда жойлашган баллистик пушпултдан уч марта ўқ узилган: Биринчи марта-юқорига вертикал, иккинчи марта – вертикал пастга, учинчи марта горизонтал йўналишда ўқ отилган. Агар уччала ҳолда ҳам снарядларнинг бошланғич тезлиги $v_0 = 3$ м/с га тенг бўлса, снарядларнинг Ер сиртига етиб келган вақтдаги тезликларининг модулини аниқланг. Ҳавонинг қаршилигини эътиборга олманг.

Ечиш.

Масалани 2-ҳил усул билан, динамик ва энергетик усуллар билан ечилишини кўрамиз.

А). Масалани ечишнинг динамик усули:

Ҳар уччала ҳолда ҳам жисмга фақат оғирлик кучи $\vec{F}_t = m\vec{g}$ таъсир қилади, мос равишда снаряднинг тезланиши: $\vec{a} = \frac{\vec{F}_t}{m} = \vec{g}$

ОУ кордината ўқини юқорига вертикал йўналтирамиз ва ҳар уччала ҳол учун кинематик тенгламаларни ёзамиз: (3.2.1.- расм.)

1) Снаряднинг бошланғич тезлиги юқорига вертикал йўналган, шу сабабли

$$g_y = -g, v_{x1} = 0, v_{y1} = v_0 - gt_1$$

$$y_1 = h + v_0 t_1 - \frac{gt_1^2}{2} \quad (\text{мЭ-1-1})$$

2) Снаряднинг бошланғич тезлиги вертикал пастга йўналган:

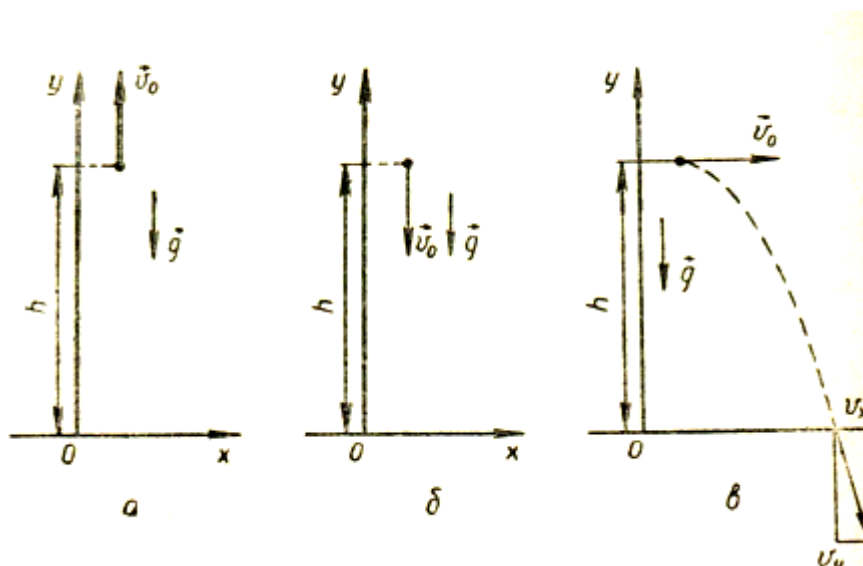
$$g_y = -g, v_{x2} = 0, v_{y2} = -v_0 - gt_2$$

$$y_2 = h - v_0 t_2 - \frac{gt_2^2}{2} \quad (\text{мЭ-1-2})$$

2) Снаряднинг бошланғич тезлиги горизонтал йўналган:

$$g_y = -g, v_{x3} = v_0, v_{y3} = -gt_3$$

$$y_3 = h - \frac{gt_3^2}{2} \quad (\text{мЭ-1-3})$$



4.2.1- расм.

Снаряднинг Ер сиртига етиш моментидан $y_1 = y_2 = y_3 = 0$ тенг бўлганлиги

учун тенгламаларни ечиб , содда алмаштиришлар ўтказиш орқали ҳар уччала ҳолда тезликларнинг модули аниқланади. Ҳар уччала ҳолда ҳам снарядларнинг тезликлари модули бир хил бўлганлигидан

$$v = \sqrt{v_0^2 + 2gh} = 5 \text{ м/с. (мЭ-1-4)}$$

Б) Масалани ечишнинг энергетик усули.

Фақат консерватив кучлар (оғирлик кучи) таъсир этаётган “снаряд-Ер” ёпиқ жисмлар системасига энергиянинг сақланиш қонунини татбиқ этамиз.

$$mgh + \frac{mv_0^2}{2} = \frac{mv^2}{2} \text{ (мЭ-1-5)}$$

Бу тенгламадан снаряднинг ерга тегиш вақтидаги тезлигининг модули снаряднинг бошланғич тезлигининг йўналишига боғлиқ эмас.

$$v = \sqrt{v_0^2 + 2gh} = 5 \text{ м/с (мЭ-1-6)}$$

2- мЭ. масала : Силлиқ горизонтал стерженга ўралган пружинага массаси $m = 0,1$ кг бўлган юк маҳкамланган. Пружинанинг бикрлиги $k = 40$ Н/м. Юкни $x_0 = 2$ см масофага тортиб кейин қўйиб юборилган.

Юкнинг максимал тезлигини ва унинг пружинанинг деформацияси $x = 1$ см. бўлган вақт моментидаги тезлигини аниқланг?

Ечиш :

Ерга боғланган инерциал санок системасига нисбатан ёпиқ, консерватив “Юк-пружина” жисмлар системаси учун механик энергиянинг сақланиш қонунини қўллаймиз ва қўйилган биринчи саволнинг жавобини топамиз.

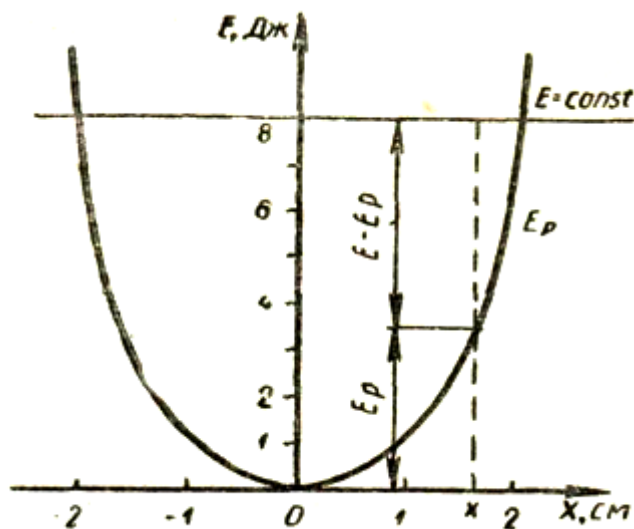
$$\frac{kx_0^2}{2} = \frac{mv_{\max}^2}{2}; \quad v_{\max} = x_0 \sqrt{\frac{k}{m}}; \quad v_{\max} = 0,4 \text{ м/с (мЭ-2-1)}$$

Иккинчи саволга жавоб топиш учун энергиянинг сақланиш қонунини қуйидаги кўринишда ёзамиз.

$$\frac{kx_0^2}{2} = \frac{kx^2}{2} + \frac{mv^2}{2}; \text{ (мЭ-2-2)}$$

Бундан;
$$v = \sqrt{\frac{k}{m}(x_0^2 - x^2)}; \quad v = 0,35 \text{ м/с (мЭ-1-3)}$$

Синфдаги иқтидорли ўқувчиларга масаланинг давоми сифатида шу масала учун $E(x)$ ва $E_p(x)$ ларнинг координатага боғланиш графикларини чизишни топшириш мумкин.



4.2.2- расм.

3-мэ. масала; $v_0 = 25 \text{ м/с}$ тезлик билан харакатланаётган автомобил тўсатдан тормозлана бошлади. Агар шиналарнинг йўлга ишқаланиш коэффициенти $\mu = 0,5$ га тенг бўлса автомобилнинг тормоз йўлини аниқланг.

Ечиш;

Бу ҳолда “Автомобил-Ер” ёпиқ жисмлар системасига ноконсерватив куч- ишқаланиш кучи таъсир қилмоқда, шу сабабли тўла механик энергия сақланмайди. Тўла механик энергиянинг ўзгариш (камайиш) ўлчови ишқаланиш кучининг манфий энергияси ҳисобланади.

$$A_{ishq} = \Delta E_k = E_{k2} - E_{k1} = -E_{k1} = -\frac{mv_0^2}{2}, \quad (\text{мЭ-3-1})$$

Иккинчи томондан : $A_{ishq} = -F_{ishq}S$,

Ифодаларни тенглаштирамиз:
$$-F_{ishq}s = -\frac{mv_0^2}{2}$$

Таъсир қилаётган кучларнинг тенглк шартларини ёзамиз:

$$F_{ishq} - \mu N = 0$$

$$N - mg = 0 \quad (\text{мэ-3-2})$$

Бу тенгламаларни биргаликда ечсак: $F_{ishq} = \mu mg$; F_{ishq} ни юқоридаги тенгламага қўйиб s ни аниқлаймиз.

$$s = \frac{v_0^2}{2\mu g} ; \quad s = 62,5 \text{ м.}$$

Масалани динамик усулда ишласак ҳам шу ечимга бироз мураккаброқ йўл билан келамиз.

4-мэ. масала : m массали тош h баландликдан ерга тушмоқда. Тошнинг Ер сиртига етиб келган вақтдаги тезлигини аниқланг.

Ечиш: (1-усул)

Масалаларни ечишда жисмлар системасини танлаш ихтиёрий. Масалани ечишдаги содда усулларни танлаш муҳим, лекин ҳар қандай усулда ҳам тўғри ечимга келиш мумкин. Агар жисмлар системаси сифатида фақат тош танланса, тошнинг Ерга тортилиш кучи ташқи куч ҳисобланади. Жисмнинг энергиясининг ўзгариш ўлчови кучнинг бажарган иши ҳисобланади. Яккаланган тошнинг фақат кинетик энергияси ўзгаради.

$$A = \Delta E_k$$

$$A = F_t s \cos \varphi = F_t h = mgh \quad (\text{мэ-4-1})$$

$$\Delta E_k = \frac{mv^2}{2} \quad (\text{мэ-4-2}) \quad \text{бу}$$

ифодалардан:

$$mgh = \frac{mv^2}{2} \quad \text{бундан} \quad v = \sqrt{2gh} \quad (\text{мэ-4-3})$$

Ечиш: (иккинчи усул)

Бу ҳолда жисмлар системаси сифатида “Ер-тош” системасини танлаймиз.

У ҳолда Ер ва тош орасидаги тортишиш кучи ички куч ҳисобланади ва консерватив ҳисобланади. Механик энергиянинг сақланиш қонунини қўллаймиз.

$$E_{k1} + E_{p1} = E_{k2} + E_{p2}$$

$$\text{Ўрнига қўямиз: } 0 + mgh = \frac{mv^2}{2} + 0: \text{ бундан } v = \sqrt{2gh} \quad (\text{мэ-4-4})$$

5-мэ. масала : m массали ўқ шипга осилган M массали қумли яшикга урилади. Ўқ теккандан сўнг яшикнинг мувозанат ҳолатидан максимал оғиши шундай-ки, яшикнинг масса маркази дастлабки ҳолатдан h баландликга кўтарилади. Ўқнинг тезлигини аниқланг.

Ечиш:

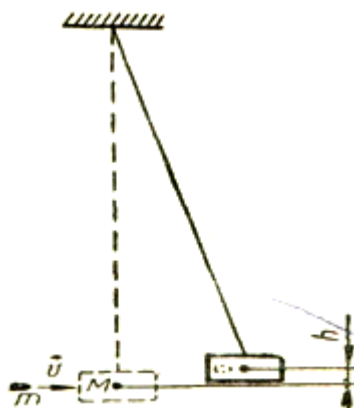
Масалани ечишда энергиянинг сақланиш қонунини “Ўқ (урилишгача)-яшик” жисмлар системасига қуйидагича $\frac{mv^2}{2} = (m + M)gh$ қўллаш мумкин эмас, чунки бу системада ўқ ва қумли яшикнинг ноэластик ўзаро таъсирида ҳосил бўлувчи ички ноконсерватив кучлар таъсир қилади.

Бу ҳолда механик энергиянинг бир қисми ички энергияга айланади.

$$E_{ich} = \frac{mv^2}{2} - (m + M)gh \quad (\text{мэ-5-2})$$

Одатда ўқнинг тезлигини аниқлашни “Ўқ (урилишгача)-яшик” ёпик жисмлар системасига дастлаб импульснинг сақланиш қонунини қўллаш керак.

$$mv = (M + m)u \quad (\text{мэ-5-3})$$



4.2.3- расм.

Бу ерда u -ўқли яшиқнинг урилишдан кейинги тезлиги. Энди механик энергиянинг сақланиш қонунини “Ўқ (урилишдан кейин)-яшиқ” ёпиқ ва консерватив жисмлар системасига қўллаймиз.

$$\frac{(m+M)u^2}{2} = (m+M)gh \quad (\text{мэ-5-4})$$

Тенгламалар системасини ечиб қуйидаги ифодани оламиз

$$v = \frac{M+m}{m} \sqrt{2gh} \quad (\text{мэ-5-5})$$

Ўқнинг тезлигини аниқлашнинг бу методи –баллистик маятник методи дейилади ва амалиётда кенг қўлланилади.

6-мэ. масала. Тош горизонтга нисбатан қандайдир бурчак остида \vec{v}_1 тезлик билан отилган. Ҳавонинг қаршилигини эътиборга олмаган ҳолда, отилиш нутасидан қандай баландликда тошнинг тезлигининг икки баробар камайишини топинг ?.

Ечиш.

Умумий ўрта таълим ва ўрта махсус касб-ҳунар таълими тизимлари физика курсидаги кўпчилик масалаларни икки усул билан ечиш мумкин:

- а) Динамика қонунлари асосида;
- б) Энергиянинг сақланиш қонуни асосида ;

Қаралаётган масалани энергиянинг сақланиш қонуни татбиқ этган ҳолда ечиш осонроқ.

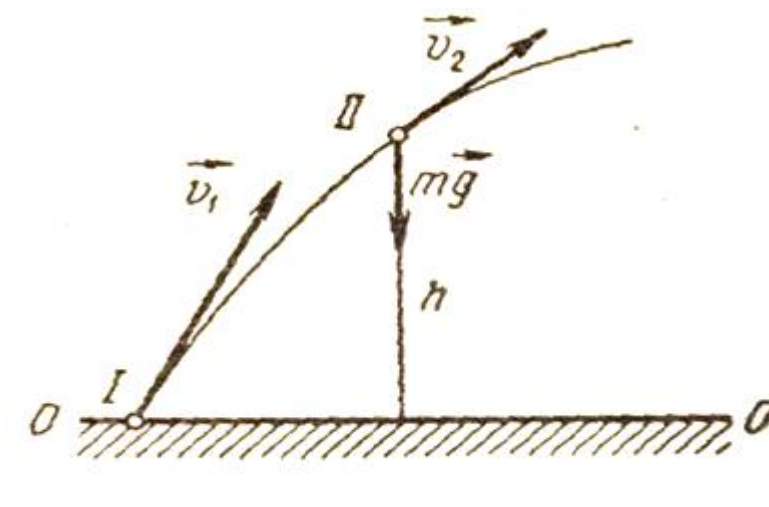
Энергетик баланснинг асосий тенгламасини ёзамиз.

$$A = W_2 - W_1 \quad (\text{мэ-6-1})$$

Бу ерда; тошнинг (1) ҳолати траекториянинг бошланғич нуқтасида, (2) ҳолати эса траекториянинг қидирилатган баландлигида аниқланади.

Потенциал энергияни ҳисоблашдаги нолинчи сатҳ сифатида, масала шартига кўра, тошнинг энг пастки ҳолати, яъни отилиш сатҳи ОО қабул қилинади. Тошга фақат оғирлик кучи $m\vec{g}$ таъсир қилади. (2) ҳолатда h - ОО сатҳга нисбатан тошнинг баландлиги ва \vec{v}_2 - тезлик вектори. Жисмга ташқи кучлар таъсир этмайди. “Жисм-Ер” системасида $m\vec{g}$ -ички куч ва унинг

бajarган иши потенциал энергиянинг ўзгариши билан аниқланади. Ташқи кучларнинг бajarган иши $A = 0$.



4.2.4-расм.

Тошнинг (1) ва (2) ҳолатларида тошнинг тўла механик энергияси қуйидагиларга тенг.

$$W_1 = \frac{mv_1^2}{2} \quad (\text{мэ-6-7})$$

$$W_2 = \frac{mv_2^2}{2} + mgh \quad (\text{мэ-6-8})$$

A, W_1, W_2 ларни юқоридаги формулага қўйиб, керакли формулани оламиз.

$$0 = \frac{mv_2^2}{2} + mgh - \frac{mv_1^2}{2} \quad (\text{мэ-6-9})$$

Олинган ифодани соддалаштириб қуйидагини оламиз.

$$0 = v_2^2 + mgh - v_1^2$$

Масаланинг шартига асосан $v_2 = \frac{v_1}{2}$

Бу ифодани юқоридагига қўйиб,

$$h = \frac{v_1^2 - v_2^2}{2g} = \frac{3v_1^2}{8g} \quad (\text{мэ-6-10})$$

Масалани ечишда тошнинг отилиш бурчагини ишлатмадик ва масала жавобида ҳам бу катталий қатнашмайди. Лекин $v_2 = \frac{v_1}{2}$ шарт ўринли бўлиши

учун $\alpha \geq 60^\circ$ бўлиши керак.. Буни мустақил исботлашни тингловчиларга ҳавола қиламиз.

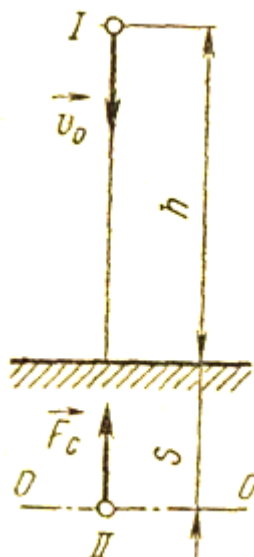
7-мэ. масала. Массаси $m = 1$ кг. бўлган юк $h = 240$ м. бапандликдан қумга тушади ва $s = 0,2$ м. чуқурликга ботади. Агар юкнинг бошланғич тушиш тезлиги $v_0 = 14$ м/с бўлса Тупроқнинг ўртача қаршилик кучини аниқланг. Ҳавонинг қаршилигини эътиборга олманг.

Ечиш.

Чизма асосида юк учун энергиянинг сақланиш ва бир турдан иккинчи турга айланиш қонунини ёзамиз.

$$A = W_2 - W_1 \quad (\text{мэ-7-1})$$

Потенциал энергияни ҳисоблаш учун ОО сатҳни юкнинг энг пастки ҳолатидан танлаймиз



4.2.5.-расм.

Юкнинг эркин тушишида ташқи кучлар таъсир қилмайди (“Жисм-Ер” системасида $m\vec{g}$ -ички куч) .

Юкнинг тупроқ ичида кўчишида ташқи куч-тупроқнинг қаршилик кучи \vec{F}_c

ҳисобланади. Бу кучнинг бажарган иши $A = -F_c s$ га тенг. (Бу ерда “минус” ишора, кучнинг силжиш йўналишига қарама-қарши эканлигини ва тезлик вектори билан 180° бурчак ҳосил қилади, $\cos 180^\circ = -1$). Юкнинг 1 ҳолатдаги механик энергияси;

$$W_1 = \frac{mv_0^2}{2} + mg(h+s) \quad (\text{мэ-7-2})$$

11-ҳолатда танланган сатҳга нисбатан, кинетик ҳамда потенциал энергиялар нолга тенг. Иш ва тўла энергия учун олинган ифодаларни дастлабки тенгламага қўямиз.

$$-F_c s = -\frac{mv_0^2}{2} - mg(h+s) \quad (\text{мэ-7-3})$$

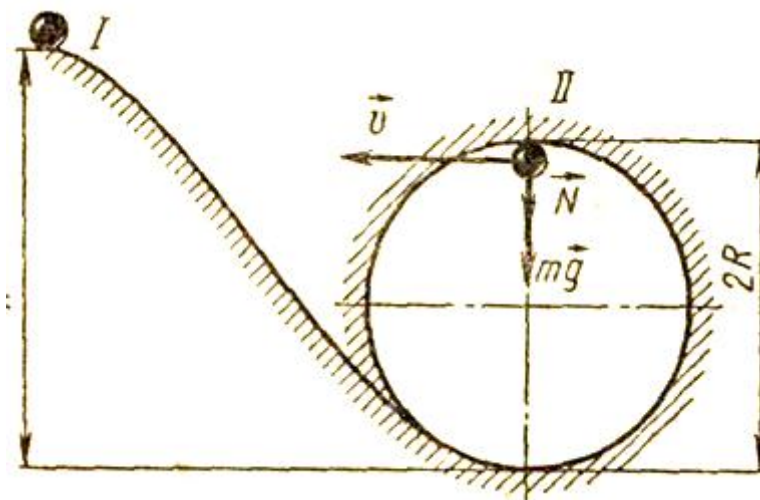
Бу ифодадан F_s ни аниқлаймиз

$$F_s = \frac{m}{s} \left[\frac{v_0^2}{2} + g(h+s) \right]; \quad (\text{мэ-7-4})$$

$$F_s \approx 12 \text{ кН.}$$

8- мэ. масала. Оғир шарча қия нов бўйлаб ишқаланишсиз R - радиусли “ўлик ҳалқа” ҳосил қилган ҳолда сирпаниб ҳаракатланади. Шарча траекториянинг энг юқори нуктасида ҳалқадан ажралиб чиқмаслиги учун, унинг ҳаракати қандай баландликдан бошланиши керак ?

Ечиш.



4.2.6.-расм.

Бу масала моддий нуқтанинг айлана бўйлаб ўзгарувчан ҳаракати бўйича бўлиб, ҳаракат жараёнида нуқтанинг баландлик ҳолати ўзгариб боради. Бу масала эгри чизикли ҳаракат тўғрисидаги масалаларнинг иккинчи гуруҳига киради ва бу типдаги масалаларни ечишда энергиянинг сақланиш қонуни ҳамда ҳаракат траекториясига ўтказилган номалга нисбатан проекциялар бўйича ёзилган Ньютоннинг 2- қонунидан фойдаланилади.

Энергиянинг сақланиш қонунини ёзамиз.

$$A = W_2 - W_1 \quad (\text{мэ-8-1})$$

Шарчанинг биринчи ҳолати сифатида ҳаракатнинг бошланиш нуқтаси, иккинчи ҳолати сифатида траекториянинг юқори нуқтасини оламиз. Баландликнинг санок сатҳи сифатида стол сирти танланади.

Шарчанинг ҳаракати давомида унга иккита куч таъсир қилади: $m\vec{g}$ - оғирлик кучи, тағликнинг нормаль реакция кучи \vec{N} .

Оғирлик кучининг бажарган иши потенциал энергиянинг ўзгариши билан аниқланади. Реакция кучи \vec{N} иш бажармайди, чунки у кўчиш йўналишига перпендикуляр, яъни $\cos \alpha = 0$, демак $A = 0$.

Шарчанинг биринчи ва иккинчи ҳолатлари учун механик энергиянинг сақланиш қонуни қуйидагича ифодаланади.

$$W_1 = mgh \quad (\text{мэ-8-2})$$

$$W_2 = \frac{mv^2}{2} + mg2R \quad (\text{мэ-8-3})$$

Иш ва энергия ифодаларини дастлабки тенгламага қўямиз.

$$0 = \frac{mv^2}{2} + 2mgR - mgh \quad (\text{мэ-8-1})$$

Бундан:

$$v^2 + 4gR - 2gh = 0 \quad (\text{мэ-8-1})$$

Ҳалқанинг энг юқори нуктасида шарчага умумий ҳолда иккита куч $m\vec{g}$ ва \vec{N} таъсир қилади, Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан

$$N + mg = \frac{mv^2}{R} \quad (\text{мэ-8-1})$$

Шарча катта баландликдан тушаётганда шундай тезлик оладики, ҳалқанинг ҳар бир нуктасида, ҳар ҳил нукталарда ҳар ҳил бўлган, қандайдир \vec{N} куч билан тағликга босим беради.

Ньютоннинг учинчи қонуни бўйича тағлик шарикга модули шундай бўлган куч билан қарама қарши томонга таъсир қилади ва уни айлананинг R радиусли ёйи бўйлаб итаради.

Шарчани ҳаракатлантиришнинг бошланғич баландлиги камайиб бориши билан унинг ҳалқанинг юқори нуктасидаги тезлиги камайиб боради ва қандайдир қийматида шарча ҳалқанинг юқори нуктасидан тағликга тегмасдан учиб ўтади.

Бундай чегаравий ҳолда $N = 0$ ва Ньютоннинг иккинчи қонуни тенгламаси қуйидаги кўринишни олади.

$$mg = \frac{mv^2}{R}, \text{ ундан } gR = v^2$$

Ҳудди шундай натижа тенгламанинг таҳлилидан ҳам келиб чиқади.

Радиус R - нинг берилган қийматларида \vec{N} кучнинг модули тезлик камайиб бориши билан то нолга тушгунча камайиб боради.

Бу шарчанинг “ўлик ҳалқа” ни ҳосил қилувчи минимал баландлигига мос келади. Тенгламаларни h -га нисбатан биргаликда ечиб, қуйидагини ифодани оламиз

$$h = 2,5R$$

9-мэ. масала. m -массали юк l узунликдаги ипга осилган. Ипни вертикаль (тик) ҳолатдан α_0 бурчакга оғдириб, қўйиб юборилди.

а) Юкнинг ҳаракати давомида таранглик кучи қандай қонун бўйича ўзгаради?.

б) Агар ип модул бўйича $2mg$ га тенг таранглик кучига бардош бедиган бўлса, ип кейинги тебранишларда узилмаслиги учун уни қандай максимал бурчакгача оғдириш мумкин ?.

Ечиш.

Масалада юкнинг айлананинг ёйи бўйлаб нотекис ҳаракати давомида системанинг икки ҳолати қаралади.

Масалани ечиш учун энергиянинг сақланиш қонуни ва Ньютоннинг иккинчи қонуни тенгламаларини радиус йўналишига проекцияларда тузиш керак.

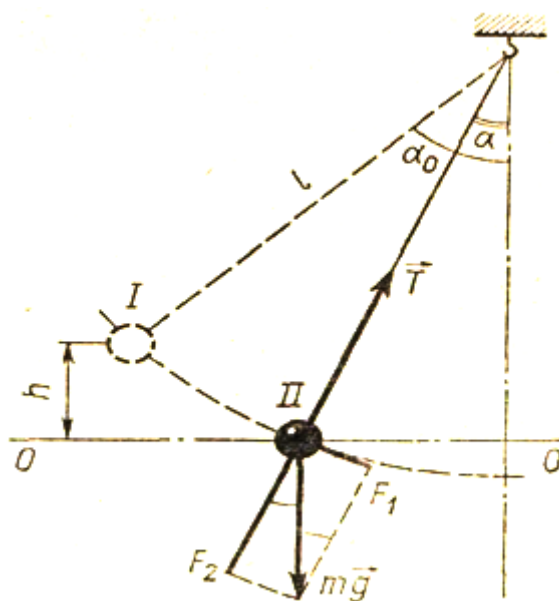
а) Чизмада юкнинг биринчи ҳолати сифатида бошланғич α_0 оғиш бурчаги билан белгиланувчи ҳолатни, иккинчи ҳолати сифатида ихтиёрий α бурчак билан характерланувчи ҳолатни белгилаймиз.

Энергиянинг сақланиш қонунини ёзамиз.

$$A = W_2 - W_1 \quad (\text{мэ-9-1})$$

Потенциал энергиянинг саноқ боши сифатида юкнинг ихтиёрий ҳолатини, яъни ОО сатҳни қабул қиламиз. Иккинчи ҳолатда h – баландликни ва \vec{v} тезликни белгилаб оламиз

Юкнинг ҳаракати давомида унга \vec{T} таранглик кучи ва $m\vec{g}$ оғирлик кучи таъсир қилади



4.2.7. –расм

Ҳаракат давомида таранглик кучи ҳамма нуқталарда тезлик векторига перпендикуляр (90° бурчак остида) йўналган, шу сабабли юкнинг I ҳолатдан II ҳолатга кўчишида бу кучнинг бажарган иши нолга тенг бўлади. $A = 0$

Қаралаётган ҳолатларда тўла энергия мос равишда қуйидагиларга тенг.

$$W_1 = mgh \quad \text{ва} \quad W_2 = \frac{mv^2}{2} \quad (\text{мэ-9-2})$$

Чунки биринчи ҳолатда юкнинг тезлиги, иккинчи ҳолатда эса юкнинг ОО сатҳдаги баландлиги нолга тенг. Иш ва тўлиқ энергиянинг ифодаларини дастлабки формулага қўйиб, қуйидаги ифодани оламиз.

$$\frac{mv^2}{2} - mgh = 0, \quad \text{бундан} \quad v^2 = 2gh \quad (\text{мэ-9-3})$$

Ип вертикал билан α бурчак ҳосил қилган вақт momentiда юкга $m\vec{g}$ - оғирлик кучи ва \vec{T} - таранглик кучи таъсир қилади. Бу кучларнинг таъсирида юк айлананинг ёйи бўйлаб, нормал a_n ва уринма a_k тезланишларга эга бўлган ҳолда ҳаракатланади.

$m\vec{g}$ - векторни радиус ва уринма йўналишларида проекциялаймиз. 3.2.7-расмдан мос проекцияларнинг қуйидагиларга тенглигини аниқлаймиз.

$$\begin{aligned} F_1 &= mg \sin \alpha \\ F_2 &= mg \cos \alpha \end{aligned} \quad (\text{мэ-9-4})$$

Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан:

$$mg \sin \alpha = ma_k, \quad \text{бундан} \quad a_k = g \sin \alpha \quad (\text{мэ-9-5})$$

$T > F_2$ бўлганда, яъни юк бошланғич ҳолатдан юқорига оғдирилганда, Ньютоннинг иккинчи қонунини траекторияга ўтказилган нормалга проекцияларига нисбатан ёзсак қуйидаги кўринишни олади:

$$T - mg \cos \alpha = \frac{mv^2}{l} \quad (\text{мэ-9-6})$$

Бу ерда l – ипнинг узунлиги, Системанинг II ҳолатида юкнинг тезлиги.

Таранглик кучини T , α бурчакнинг функцияси сифатида, яъни $T(\alpha)$ кўринишида аниқлаш учун тенгламалар етарли эмас. Тенгламалар етарли бўлиши учун, яна h, l, α_0, α нинг боғланиш тенгламасини расм асосида топиш керак.

$$h = l(\cos \alpha - \cos \alpha_0) \quad (\text{мэ-9-7})$$

(мэ-9-3), (мэ-9-6), (мэ-9-7) тенгламалар учта номаълум катталикларга эга: T, v, h . Тенгламаларни қидирилаётган тортишиш кучига нисбатан ечиб, масаладаги биринчи саволга жавоб оламиз, яъни ипнинг таранглик кучининг α -бурчак билан аниқланувчи ҳолатга боғланишини аниқлаймиз.

$$T = mg(1 + 2\cos \alpha - 2\cos \alpha_0) \quad (\text{мэ-9-8})$$

Олинган натажани таҳлил қиламиз:

1) $\alpha = 0$, яъни траекториянинг пастки нуқтасида (ипнинг вертикаль ҳолатида) таранглик кучи максимал қийматга эга бўлади.

$$T_{\max} = mg(3 - 2\cos \alpha_0) \quad (\text{мэ-9-9})$$

3) Агар бошланғич ҳолатда ип горизонтал ҳолатда, яъни $\alpha_0 = 90^\circ$ бўлса таранглик кучи қуйидаги қонун бўйича ўзгаради.

$$T = mg(1 + 2\cos \alpha), \quad (\text{мэ-9-10})$$

Бу ифода $\alpha = 0$ да максимал қийматга $T_{\max} = 3mg$ га эришади.

Таранглик кучининг максимал қиймати, яъни $T_{\max} = 2mg$ бўлган ҳолатдаги оғиш бурчагининг энг катта қиймати (мэ-9-3) тенгламадан топилади.

Ип максимал тарангликга вертикал ҳолатда эришганлиги учун, тенгламаларда $\alpha = 0$ ва $T_{\max} = 2mg$ деб олсак, қуйидагини аниқлаймиз.

$$v^2 = 2gh, \text{ ва } 2mg - mg = \frac{mv^2}{l},$$

$$h = l(1 - \cos \alpha_0) \quad (\text{мэ-9-11})$$

Тенгламаларни α_0 га нисбатан биргаликда ечиб, $\cos \alpha_0 = 0,5$;

$\alpha_0 = 60^\circ$ эканлигини аниқлаймиз. Шундай қилиб, ипни горизонталь

ҳолатдан оғдирилганда $T_{\max} = 3mg$, $\alpha_0 = 60^\circ$ бурчакга оғдирилганда

$T_{\max} = 2mg$ га тенг бўлар экан.

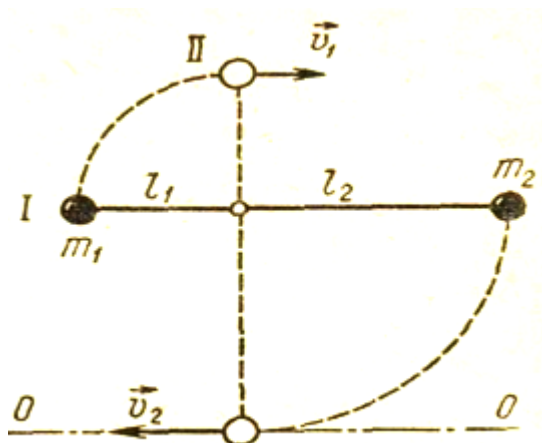
10-мэ. масала. Елкаларининг узунлиги l_1 ва l_2 бўлган енгил ричаг горизонтал ўқ атропоида айлантирилмоқда. Ричагнинг учларига массалари мос равишда m_1 ва m_2 бўлган юклар маҳкамланган. Ўз-ўзига қўйиб берилган ричаг горизонтал ҳолатдан вертикал ҳолатга ўтади. Энг пастки нуқтада иккинчи юк қандай тезликга эга бўлади?

Ечиш.

Масалада моддий нуқталарнинг ўзгарувчан ҳаракати қаралмоқда. Масалани энергиянинг сақланиш қонуни асосида ечиш керак. Биринчи ҳолат сифатида ричагнинг горизонтал ҳолатини, иккинчи ҳолат сифатида унинг вертикалдан ўтиш ҳолатини қабул қиламиз. Энергиянинг сақланиш қонуни тенгламасини ёзамиз.

$$A = W_2 - W_1 \quad (\text{мэ-10-1})$$

Юкларнинг потенциал энергиясини пастки ОО сатҳдан бошлаб ҳисоблаймиз.



4.2.8. –расм

Харакатланаётган юкли ричагга фақат ўқ томондан ташқи кучлар таъсир қилади. Агар ишқаланишни эътиборга олмасак, бу кучларнинг бажарган иши $A = 0$ ва шунинг учун юкларнинг тўла энергияси ўзгармайди.

Ричагнинг массаси етарлича кичик бўлганлигидан, система горизонтал ҳолатда биринчи ва иккинчи юкларнинг потенциал энергиялари йиғиндисига тенг бўлган механик энергияга эга бўлади. (Бу ҳолатда юкларнинг кинетик энергиялари нолга тенг).

$$W_1 = m_1 g l_2 + m_2 g l_2 \quad (\text{мэ-10-2})$$

Вертикал ҳолатда системанинг механик энергияси қуйидагига тенг.

$$W_2 = \frac{m_1 v_1^2}{2} + m_1 g (l_1 + l_2) + \frac{m_2 v_2^2}{2} \quad (\text{мэ-10-3})$$

Бу ерда v_1 ва v_2 мос равишда биринчи ва иккинчи юкнинг тезлиги.

Олинган ифодаларни дастлабки тўла энергия формуласига қўямиз ва ташқи кучларнинг иш бажармаслигини эътиборга оламиз.

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + m_1 g (l_1 + l_2) + \frac{m_2 v_2^2}{2} - (m_1 + m_2) g l_2 = 0 \quad (\text{мэ-10-4})$$

Бу тенгламада иккита номаълум катталиклар, яъни юкларнинг тезликлари катнашмоқда. Иккинчи етишмаётган тенгламани, ҳар бир қаралаётган вақт momentiда ричагнинг ҳамма нуқталарида айланиш радиусларининг бир хил бурчак тезликга эгалигидан аниқлаймиз, шу сабабли II ҳолатда бурчак теэлик

$$\omega_2 = \frac{v}{l_1} = \frac{v_2}{l_2} \quad (\text{мэ-10-5})$$

Тенгламалардан v_1 ни йўқотиб қуйидагини аниқлаймиз.

$$v_2 = l_2 \sqrt{\frac{2(m_2 l_2 - m_1 l_1)g}{m_2 l_2^2 + m_1 l_1^2}} \quad (\text{мэ-10-6})$$

Баландликни ҳисоблашдаги саноқ бошини жисмларнинг энг пастки ҳолати бўйича танлаш унчалик ҳам шарт эмас, лекин масалада шундай олинди.

11-мэ. масала. \bar{v}_1 тезлик билан учаётган M массали космик кема \bar{v}_2 тезлик билан учаётган m массали метеороид билан тўқнашади. Метеороид космик кеманинг пешона (олд) қисмига кеманинг бўйлама ўқига нисбатан α бурчак билан урилади. Урилишни абсолют эластик тўқнашиш деб ҳисоблаб ва метеороид ва космик кема қопламаси орасидаги ишқаланишни эътиборга олмасдан, космик кеманинг тўқнашишдан кейинги тезлигини аниқланг.

Ечиш.

Абсолют эластик тўқнашишда –механик энергия энергиянинг бошқа турларига айланмайди, системанинг тўла энергияси ўзгармасдан қолади.

Эластик тўқнашиш учун энергиянинг сақланиш қонуни қуйидаги кўринишни олади.

$$W_1 = W_2 \quad (\text{мэ-11-1})$$

Бу ерда W_1 ва W_2 - жисмлар системасининг мос равишда тўқнашишгача ва тўқнашишдан кейинги тўла механик энергияси.

Идеал силлиқ жисмларнинг масса марказлари чизиғи бўйлаб абсолют эластик тўқнашишининг ўзаро таъсир механизмини қуйидагича тасаввур қилиш мумкин.

Жисмларнинг бир-бирига тегиш пайтида ва яна ўзаро яқинлашишида эластиклик кучлари ҳосил бўлиб, таъсирлашаётган жисмларнинг тезликлари ўзаро тенглашгунча, ортиб боради.

Бу вақт momentiда деформация ва жисмларнинг потенциал энергияси энг катта қийматига, кинетик энергия эса минимал қийматига эришади, жисмлар бир ҳил тезлик билан ҳаракатлана бошлайди.

Сўнгра жисмларнинг шакли қайта тиклана бошлайди, эластиклик кучлари эса жисмларни бир-биридан ажралгунча итара бошлайди. Деформация потенциал энергияси тўла кинетик энергияга айланади.

Натижада кинетик энергия ўзаро тўқнашаётган жисмлар орасида қайта тақсимланади, уларнинг йиғинди қиймати эса ўзгармайди.

Агар тўқнашиш momentiда жисмларнинг тезликлари уларнинг масса марказларидан ўтувчи чизикга нисбатан α бурчак остида йўналган бўлса, тўқнашиш жараёнида нафақат жисмлар деформацияси ва уларнинг марказларининг ўзаро яқинлашиши, ҳатто бир жисмнинг сирти бўйлаб иккинчисининг сирпаниб ўтиши ҳам юз беради.

Жисмларнинг бир –бирига тегиб ўтиш сиртига ўтказилган нормал бўйича йўналган кучлардан ташқари, таъсирини аниқлаш жуда мураккаб бўлган, сирпаниш ишқаланиш кучлари ҳам таъсир этади.

Жисмлар етарлича силлиқ ва ишқаланиш кучлари нормал бўйича йўналган эластик таъсир кучларидан жуда кўп марта кичик бўлса, тўқнашиш тўғрисидаги масала нисбатан осон ечилади ва масала марказий тўқнашиш тўғрисидаги масалага келтирилади. Ишқаланиш бўлмаганлиги учун марказларни туташтирувчи чизикга перпендикуляр йўналган куч импульси нолга тенг ва тезлик векторларининг шу йўналишдаги проекциялари ўзгармайди.

Эластик тўқнашишга оид масалалар энергия ва импульснинг сақланиш қонунлари ёрдамида ечилади. Одатда бундай масалаларда жисмларнинг тўқнашишгача тезликлари берилади ва уларнинг тўқнашишдан кейинги тезликларини топиш сўралади.

Масалада икки жисмли яққаланган системанинг иккита ҳолати қаралади: биринчиси-тўқнашишгача ва иккинчиси тўқнашишдан сўнг.

Космик кема ва метеороиднинг тўқнашишгача ва тўқнашишдан кейинги тезликларини мос равишда $\vec{v}_1, \vec{v}_2, \vec{u}_1, \vec{u}_2$ бўлсин ва тўқнашишдан сўнг космик кема аввалги йўналишида ҳаракатлансин.

Тўқнашиш momentiда жисмларнинг импульси бир-бирига нисбатан α бурчак остида йўналганлигидан, масалани ечишни соддалаштириш мақсадида уларни марказларни туташтирувчи чизикга (ОХ ўқи), шу чизикга нормаль йўналишларига проекциялаймиз.

Космик кема ва метеороиднинг импульсларининг шу ўқларга проекциялари қуйидагиларга тенг.

$$\text{Тўқнашишгача: } Mv_1, \quad -mv_2 \cos \alpha, \quad mv_2 \sin \alpha$$

$$\text{Тўқнашишдан сўнг: } Mu_1, \quad mu_2 \cos \beta, \quad mu_2 \sin \beta$$

Бу ерда β -метеороиднинг сочилиш (аксланиш) бурчаги.

Космик кема- метеороид системаси яккаланган система бўлганлигидан, Ox ўқи бўйича импульснинг сақланиш қонуни тенгламаси

$$Mv_1 - mv_2 \cos \alpha = Mu_1 + mu_2 \cos \beta \quad (\text{мэ-10-2})$$

Космик кеманинг қопламалари идеал силлиқ бўлганлигидан импульсларнинг Oy ўқига проекциялари учун қуйидаги тенгламани ёзамиз.

$$mv_2 \sin \alpha = mu_2 \sin \beta \quad (\text{мэ-10-3})$$

Космик кема ва метеороиднинг тўқнашиши абсолют эластик бўлгани учун ва ташқи кучлар таъсир қилмаганлигидан энергиянинг сақланиш қонунига асосан қуйидагини ёзамиз:

$$Mv_1^2 + mv_2^2 = Mu_1^2 + mu_2^2 \quad (\text{мэ-10-4})$$

Импульснинг сақланиш қонунидан фарқли равишда умумий ҳолда, энергиянинг сақланиш қонуни тенгламаси ўқлар бўйича сақланмайди

Берилган масалада марказларни туташтирувчи ўқ, Ox ўқи бўйлаб тенглама қуйидагича бўлади.

$$Mv_1^2 + mv_2^2 \cos^2 \alpha = Mu_1^2 + mu_2^2 \cos^2 \beta \quad (\text{мэ-10-5})$$

Тенгламалардан космик кеманинг тўқнашишдан кейинги тезлигини аниқлаш учун алмаштиришлар ўтказиш ва бир ҳил массали ҳадларни группалаш керак.

$$M(v_1 - u_1) = m(u_2 \cos \beta + v_2 \cos \alpha), \quad (\text{мэ-10-6})$$

$$M(v_1^2 - u_1^2) = m(u_2^2 \cos^2 \beta - v_2^2 \cos^2 \alpha) \quad (\text{мэ-10-7})$$

Космик кеманинг тўқнашишдан кейинги тезлигини топиш учун алмаштиришлар ўтказамиз ва қуйидагини оламиз.

$$v_1 + u_1 = u_2 \cos \beta - v_2 \cos \alpha \quad (\text{мэ-10-8})$$

Натижада биз иккита (мЭ-10-6) ва (мЭ-10-8) тенгламаларни олдик , улардан жисмларнинг тўқнашишдан кейинги тезликларини топиш осон. Алмаштиришлар ўтказиш йўли билан космик кеманинг тўқнашишдан кейинги тезлигини топамиз.

$$u_1 = \frac{(M - m)v_1 - 2mv_2 \cos \alpha}{M + m} \quad (\text{мЭ-10-9})$$

Худди шундай метеороид тезлик векторининг Ox ўқиға проекцияси учун қуйидагини аниқлаймиз.

$$u_{2x} = u_2 \cos \beta = \frac{(M - m)v_2 \cos \alpha + 2Mv_1}{M + m} \quad (\text{мЭ-10-10})$$

(мЭ-10-3) тенгламадан метеороид тезлик векторининг Oy ўқиға проекцияси учун қуйидагини аниқлаймиз.

$$u_{2y} = v_2 \sin \alpha \quad (\text{мЭ-10-11})$$

(мЭ-10-10) ва (мЭ-10-11) ларни билган ҳолда \vec{u}_2 тезликнинг модулини топамиз.

$$\vec{u}_2 = \sqrt{u_{2x}^2 + u_{2y}^2} \quad (\text{мЭ-10-12})$$

(мЭ-10-2), (мЭ-10-3) ва (мЭ-10-5) тенгламалар асосида тўқнашишдан кейин метеороид тезлик векторининг йўналишини ҳам аниқлашимиз мумкин.

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{u_{2y}}{u_{2x}} = \frac{(M + m)v_1 \sin \alpha}{2Mv_1 + (M - m)v_2 \cos \alpha} \quad (\text{мЭ-10-13})$$

Фойдаланилган адабиётлар.

1. Дерябин В.М. Законы сохранения в физике. М.: Просвещение, 1982.- 128с.
2. Эвенчик Э.Е., Шамаш С.Я., Орлов В.А. Методика преподавания физики в средней школе. М.: Просвещение, 1986.-240 с.
3. Мирзаахмедов Б., Мамадияров Н. Физика ўқитиш методикаси. Т.: Ўқитувчи, 2007 й.
4. В.А.Балаш. Задачи по физике и методы их решения – М: «Просвещение», 1983, 486с
5. Римкевич А.П. Физикадан масалалар тўплами. Т.: 2001. 3-76 б.
6. Толипов Ў. Педагогик технологияларнинг татбиқий масалалари- Т. 2006,
7. Беликов Б.С. Решение задач по физике. Общие методы – М.1989.15-36 с.
8. Методика решения задач по механики и молекулярной физики в лицеях-М. 2011 г. 79 с.
9. Методика решения задач по физике в средней школе. М.: 2009 г. 75 с.

Босишга рухсат берилди: 15.11.2015 йил.
Офсет қоғози гарнитураси “Times New Roman”
Қоғоз бичими 60 x 84. 1/16. Босма тобоғи 5,0.
Буюртма № Адади: 30 дона.

ГулДУ босмахонасида чоп этилди.
Гулистон ш. 4- мавзе. ГулДУ бош бино.