

**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O'RTA MAXSUS TA'LIM
VAZIRLIGI**

**BUXORO DAVLAT UNIVERSITETI
FIZIKA-MATEMATIKA FAKULTETI**

“FIZIKA ” KAFEDRASI

JAMOLOVA SHAHLO QOBILOVNA ning

5440200 – “Fizika” ta’lim yo’nalishi bo’yicha bakalavr darajasini olish uchun

**“Harakatdagi ob’ektlarning inertligi va traektoriyasining nazariy
ifodalanishi” mavzusida**

BITIRUV MALAKAVIY ISHI

Ilmiy rahbar: dots. Q.S.Saidov

“ ____ ” _____ 2019 y.

BMI “Fizika” kafedrasining “ ____ ” _____ 2018 y.

№ ____ sonli yig’ilishida ko’rib chiqildi va himoyaga ruxsat berildi.

Kafedra mudiri : dos. Sh.Sh.Fayziyev

« ____ » _____ 2019 y.

Taqrizchi : D.Hayitov

« ____ » _____ 2019 y.

«Himoya qilishga ruxsat berildi »

Fakultet dekani dots. M.I. Daminov

“ ____ ” _____ 2019 y.

Buxoro – 2019 y.

Mundarija.

Kirish.	3
I boʻb. Zarralarning massasi va harakat yoʻnalishlarini oʻzgarishlari sabablari.	7
1.1. Moddiy nuqtaning nohizgʻiy harakati	7
1.2. Jismning doimiy kuch taʼsiridagi harakati.	20
1.3. Zarralarning parchalanishi mexanizmi.	30
I bobning xulosasi.	
II boʻb. Relyativistik sohada jism inertligini oʻzgarishi.	39
2.1. Nyutonning dinamik qonunini relyativistik talqini.	39
2.2. Relyativistik oʻlchamlar sohasi.	44
2.3. Zarralarning massa oʻzgarishlari.	50
II bobning xulosasi.	
Umumiy xulosalar va tavsiyalar.	58
Foydalanilgan adabiyotlar roʻyxati.	61

Kirish

Yangi fikr va yangi g'oyaga,
innovatsiyaga tayangan davlat har
doim yutadi va rivojlanadi.

Sh.M. Mirziyoyev.

Prezidentimiz Innovatsion rivojlanish vazirligi faoliyati bilan tanishib, mamlakatimizda yetakchi soha va tarmoqlarni rivojlantirish, innovatsion g'oya va texnologiyalarni ishlab chiqarishga keng joriy etish yuzasidan zarur ko'rsatmalar bergan edi. Bugungi kunda bu borada izchil ishlar amalga oshirilmoqda. Vazirlik ilmiy-tadqiqot va innovatsiya faoliyatining istiqbolli yo'nalishlarini aniqlash, xorijning yetakchi ilmiy-tadqiqot muassasalari bilan ixtisoslashgan ilmiy-eksperimental laboratoriyalar, texnoparklar va boshqa innovatsion tuzilmalar tashkil etish, zamonaviy ilm-fan yutuqlarini ishlab chiqarishga joriy qilish yuzasidan tizimli chora-tadbirlarni ko'rmoqda.

Vazirlikda iqtisodiyot tarmoqlarining innovatsion ehtiyojlarini o'rganish, yoshlar innovatsion g'oyalarini qo'llab-quvvatlash xizmatlari, masofaviy ta'lim loyihalari iqtidorli yoshlarda ilmiy-tadqiqot ko'nikmalarini shakllantirishda yordam beradi.

Kadrlar tayyorlash sohalari tarkibiy tuzilishi loyihasida yoshlarni oliy o'quv yurtlariga yanada ko'proq qamrab olish bo'yicha batafsil ma'lumot berdilar. Oliy ta'limga innovatsiya investitsiyalarini – xorijiy ta'lim-ilm texnologiyalarini jalb etish borasida ham keng ko'lamli ishlar amalga oshirilmoqda.

Prezidentimizga kadrlar tayyorlash, ta'lim mazmunini kompetensiyalar (amaliy ko'nikmalar) asosida tubdan o'zgartirish, pedagogik ta'limning yangi modelini joriy etish, oliy ta'lim muassasalari faoliyatini tashkil etish, AKT va ta'lim texnologiyalari integratsiyasini ta'minlash loyihalari bo'yicha ma'lumot berdilar.

Bizga son emas, sifat kerak. Bunga erishish uchun esa xorij tajribasini yaxshilab o'rganish zarur. Qaysi davlat kadrlar tayyorlashga alohida e'tibor qaratsa, o'sha yutadi. Ilmiy asoslangan tajriba asosida kadrlar tayyorlash tizimini yo'lga qo'yish eng muhim vazifamizdir, dedi davlatimiz rahbari.

Besh yillik kompleks dastur ishlab chiqib, universitet faoliyatini rivojlantirish va uning xalqaro reytinglarda munosib o'rin egallashini ta'minlash bo'yicha topshiriqlar berildi. Mamlakatimizni innovatsion rivojlantirish, 2030-yilga qadar Global innovatsiya indeksida ilg'or 50 mamlakat qatoridan joy egallash bo'yicha keng ko'lamli ishlar amalga oshirilayotgani ta'kidlandi. Buning uchun, eng avvalo, ilm-fan sohasining me'yoriy-huquqiy asosini mustahkamlash maqsadida "Fan to'g'risida" qonun loyihasi ishlab chiqildi. Qolaversa, o'tgan qisqa davr mobaynida ilmiy-tadqiqot ishlarini tijoratlashtirish va samaradorligini oshirishga qaratilgan qarorlar qabul qilindi.

Binobarin ta'lim- tarbiya tizimini va shu asosda ongni o'zgartirmasdan turib, ma'naviyatni rivojlantirib bo'lmaydi. Shu bois bu sohada yuzaki rasmiy yondashuvlarga puxta o'ylamagan ishlarga mutloqo yo'l qo'yib bo'lmaydi. Maktab ta'lim- tarbiya masalasi davlat va jamiyat nazoratida bo'lishi asosiy qonunimizda belgilab qo'yilgan, shu bilan birga bu jamoatchilik butun xalqimizning ishtiroki va qo'llab-quvvatlashini talab qiladigan umummilliy masaladir. Shuni unutmasligimiz kerakki kelajagimiz poydevori bilim xalqimizning ertangi kuni qanday bo'lishi farzandlarimizni bugun qanday ta'lim va tarbiya olishiga bog'liq. Buning uchun har qaysi ota-ona ustoz va murabbiy har bir bola timsolida avvalo shaxsni ko'rishi zarur. Ana shu oddiy talabdan kelib chiqqan holda, farzandlarimizni mustaqil va keng fikrlash qobiliyatga ega bo'lgan ongli yashaydigan komil insonlar yetib voyaga yetkazish ta'lim- tarbiya sohasining asosiy maqsadi va vazifasi bo'lishi lozim, deb qabul qilishimiz kerak.

Xalq xo'jaligida energetik muammolarni hal qilish masalasida jismlarning inertligining o'zgarishi yadroviy reaksiyalarga bog'liqligidan foydalanish muhim o'rinda turadi. Makro va mikro obyektlarning fazoviy va energetik kattaliklarini o'rganishda, ularni harakati yo'nalishi va massa o'zgarishlarini ilmiy izlanishlar

olib borish bilan rejalashtirish dolzarb muammolardan hisoblanadi. Yadro fizikasi instituti olimlari tomonidan yaratilgan suvni tozalash uskunasi ham bunga yaqqol misoldir.

Ishning dolzarbligi: Zarralarning yemirilishini qonunlari va mexanizmini takomillashtirish yo'lida olib boriladigan tadqiqotlar fan va energetika soxalari uchun dolzarb masala hisoblanadi. Bu yo'nalishdagi ilmiy izlanishlar oxirgi yillarda matbuotda borgan sari ko'paymoqda.

Ishning maqsadi : Malakaviy bitiruv ishda zarralarning bo'linishini va yemirilishi hodisasini rilyativistik qonunlardan foydalanib o'rganishni maqsad qilib qo'yildi. Shuningdek adabiyotlardan foydalanib yemirilishni energetik va mexanik xossalarini tadqiq qilish rejalashtirildi.

Ilmiy yangilik: Turli xil fizikaviy jarayonlarda ob'ektlarda inersion o'zgarishlar mexanik va energetik yo'llar bo'yicha tadqiq qilindi. Zarralarning bo'linishi, birikishi va harakat yo'nalishini o'g'ishi sabablariga oid yetarlicha ma'lumotlar to'plandi. Atomning modelini yaratilishi bilan bog'liq bo'lgan Rezerfordning ishlari nazariy o'rganildi.

Malakaviy ishimning birinchi bobida markaziy maydonda zarralarning bo'linishi, birikishi, sochilishi va to'qnashishlar mexanizmlarini birlashtiruvchi kattaliklar o'rganildi. Bunda hosilaviy zarralarning keyingi kinetik xossalari va harakat yo'nalishlari diagrammalar yordamida tadqiqot qilindi. Shunindek zarralarning sochilish, bo'linish va og'ishi burchaklari orasidagi munosabatlar o'rganildi.

Malakaviy bitiruv ishining ikkinchi bobida zarralar o'lchamlarining klassik va relyativistik sohalariga oid ma'lumotlar ko'rib chiqildi. Yadroviy o'lchamlarga mos keluvchi relyativistik sohada zarralarning birikishi va yemirilish qonunlari, Nyutonning dinamik qonunini relyativistik talqini tadqiqot qilindi. Shuningdek mazkur bobda adabiyotlardan yig'ilgan zarralarning massa o'zgarishlari holatlari nazariya hisoblashlari o'rganildi. Oxirgi vaqtlarda tabiiy bo'linish va birikish

reaksiyalaridan tashqari sun'iy reaksiyalarni o'rganish ustida qizg'in izlanishlar davom etmoqda.

Ishning tadqiqot ob'ekti va predmeti: Klassik va relyativistik sohalarda massa o'zgarishlari. Jism inersiyasi aniqlanishi va o'zgarishi jarayonlari.

Ishning tadqiqot uslubi va uslubiyoti: adabiyotlardan, ilmiy manbalardan va nazariy hisoblashlar bilan o'rganish va xulosalar qilish.

Ishning olingan asosiy natijalari: Zarralarning bo'linish va birikish mexanizmlarining kinetik va energetik usullarida o'rganish bo'yicha ma'lumotlar to'plandi. Turli vaziyatlarda inertlikning o'zgarish sabablari sistematik o'rganildi.

Ishning hajmi va tuzilishi: Bajarilgan malaka bitiruv ishi oltita paragrafni o'z ichiga olgan, ikkita bobdan va qilingan xulosalardan iborat. Ishda o'rganilishi e'tiborga olingan fizikaviy hodisalar, jarayonlar va hisoblangan natijalarning tushunarli ravishda ifodalash uchun oltita chizma va uchta jadval berildi. Ishga qo'yilgan maqsadga erishishi uchun to'plangan adabiyotlar manbalarning nomlari va elektron manzillari keltirildi.

Qisqacha mazmun va ilmiy tavsiloti: Zarralarning bo'linishi, birikishi va sochilishi hodisalarida harakat yo'nalishi to'g'risida ma'lumotlar yig'ilib nazariy o'rganiladi.

I 606. Zarralarning massasi va harakat yo'nalishlarini o'zgarishlari sabablari

1.1. Moddiy nuqtaning nochizg'iy harakati

Mexanika moddiy nuqtalarning, ularning diskret sistemalarining va absolyut qattiq jismlarning harakatlarini o'rganadigan mexanikaning qismi hisoblanadi. Takidlash mumkinki nazariy mexanikada keltirilgan munosabatlar va ma'lumotlar mexanik harakatlarning umumiy qonuniyatlarini namoyon etadi hamda real hodisalarga mos keladi. Shuning uchun nazariy mexanikaning tadqiqot usullari fizikaviy tabiatdan qat'iy nazar juda ko'plab tabiat hodisalarini o'rganish imkoniyatini beradi. Mexanika fanining tadqiqot ob'ektiga oddiy jismlardan boshlab planetar harakatlar mexanikasi kiradi.

Nazariy mexanika fani nazariy fizikaning boshqa bo'limlari elektrodinamika, kvant mexanika, statistik fizika fanlari bilan uzviy bog'lanishga egadir. Nyuton nazariyasiga ko'ra tabiatdagi har qanday o'zaro ta'sir bir onda uzatiladi, boshqacha aytganda jismlar orasidagi o'zaro ta'sir chegaralanmagan yoki cheksiz tezlik bilan tarqaladi. Har qanday fizik nazariya singari klassik mexanika ham aniq tadbik qilish chegarasiga ega. Tezligi yorug'likning bo'shliqdagi tezligiga yaqin bo'lgan jismlar harakati shuningdek, alohida atomlar, elektronlar va atom yadrosi va boshqa elementar zarralar harakatini klassik mexanika ifodalay olmaydi. Tezligi yorug'lik tezligiga yaqin jismlar harakatini maxsus nisbiylik nazariyasi postulatiga tayanuvchi relyativistik mexanika o'rganadi. Shunday qilib klassik mexanika makrojismlar etarli kichik tezliklar bilan bo'ladigan harakatlari nazariyasidan iborat, ya'ni klassik mexanika bu makroskopik jismlar harakatining norelyativistik nazariyasidir.

Mexanika kursi statika, kinematika va dinamikadan iborat uch qismga bo'linadi. *Statikada* jismlarning muvozanati, ularga qo'yilgan kuchlarni sodda holga keltirish masalalari hal qilinadi. *Kinematikada* jismlarning harakati geometrik nuqtai nazardan, ya'ni harakatga keltiruvchi sababga bog'lamay o'rganiladi. *Dinamikada* moddiy jismlarning harakati unga ta'sir etuvchi kuchlarga bog'liq ravishda tekshiriladi.

Real jismlarning harakati turli tuman va murakkab bo'lganligi tufayli ularni o'rganishni osonlashtirish maqsadida abstrakt tushunchalar kiritilgan. Bunday

ob'ektlar sifatida moddiy nuqta, moddiy nuqtalar sistemasi, absolyut qattiq jism, yaxlit muxit kabi tushunchalarni keltirish mumkin.

Moddiy nuqta - harakatning muayyan sharoitlarida o'lchamlari hisobga olinmaydigan jismdir. Moddiy nuqtaning vaziyati va harakati boshqa moddiy nuqtalar vaziyati va harakatidan bog'liq bo'lgan moddiy nuqtalar to'plamiga – moddiy nuqtalar sistemasi yoki mexanik sistema deyiladi. Yoki boshqacha aytganda *moddiy nuqtalar sistemasi* - har birini moddiy nuqta deb qarash mumkin bo'lgan nuqtalar to'plamidir. Masalan, Quyosh sistemasi.

O'zining harakati davomida istalgan ikki nuqtasi orasidagi masofa o'zgarmasdan qoladigan sistema *absolyut qattiq jism* deb qabul qilingan. Tabiatda uchraydigan har qanday moddiy jismlar atom va molekulalardan tashkil topgan bo'lib, ular diskret strukturaga ega. Ammo masalani soddalashtirish maqsadida u yaxlit muhit deb qaraladi. Tekshiriluvchi ob'ektlarga bog'liq holda klassik mexanika moddiy nuqta va moddiy nuqtalar sistemasi mexanikasi, absolyut qattiq jism mexanikasi, yaxlit muhit mexanikasiga bo'linadi. O'z navbatida yaxlit muhit mexanikasi elastiklik nazariyasi, gidro va aerodinamikaga bo'linadi.

Fazo va vaqt haqidagi klassik tasavvurlar birinchi bor Nyuton tomonidan aniq ko'rinishda ifodalangan. Bunda fazo va vaqtni ob'ektiv mavjudligi tan olinadi. Ammo ular bir-biridan va harakatlanuvchi materiyadan ajralgan holda mavjud bo'lib qoladi. Moddiy jismlar harakati va maydonlarda yuz beruvchi jarayonlar fazo vaqtning xususiyatlariga mutlaqo ta'sir etmaydi. Klassik mexanikada fazo ham vaqt ham absolyut deb qaraladi. Klassik mexanikada fazo hamma erda uzluksiz, bir jinsli va izotrop deb hisoblanib, uning metrik xususiyatlari Evklid geometriyasining aksiomalari orqali to'liq ifodalanadi. Vaqt esa fazoning hamma nuqtalari uchun bir xil universal kattalik hisoblanib, hamma erda bir tekis kechadi va fazo singari uzluksiz va bir jinsli deb qaraladi.

Moddiy nuqta yoki jismlar harakatini tekshirishda sanoq sistemasidan foydalaniladi. Klassik mexanikada absolyut qattiq jism bilan bog'langan koordinatalar sistemasi va unga biriktirilgan soat, uzunlik va vaqt etalonlari

birgalikda sanoq sistemasini tashkil etadi. Fazo bir jinsli va izotrop bo'lganligi uchun uning xossalari hamma nuqtalari va barcha yo'nalishlari bo'yicha bir xil.

Vaqt o'tishi bilan jismning fazodagi vaziyatining o'zgarishiga *mexanik harakat* deb ataladi. Ta'rifdan ko'rinib turibdiki har qanday mexanik harakatni bir qiymatli o'rganish uchun, birinchidan jismni biror shartli ravishda tanlab olingan sanoq sistemada qaralishi lozim. Ikkinchidan vaqtni o'lchash uchun bizga biror davriy jarayon bo'lishi lozim. Yuqoridagi mulohazalarga ko'ra ayni bir jism harakatini, yoki biror bir tabiat hodisasini o'rganish uchun uning qachon va qayerda sodir bo'lishligini bilish lozim. Odatda istalgan jismni harakatini fazodagi holatini $\vec{r}$ radius-vektor va harakatni sodir bo'lganligini t vaqt orqali ifodalash uchun dekart koordinatalar sistemasida tashkil etuvchilar yordamida yozishimiz mumkin.

$$\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$$

Har qanday harakat nisbiydir. Jism harakatini ifodalash uchun koordinata sistemasini tanlashga to'g'ri keladi. Aks holda nuqta harakatlanmoqdam yoki kuzatuvchimi mavhum qoladi. Shuning uchun turlicha traektoriyali harakatlar uchun mos ravishda sistemalar tanlanadi. Oddiy va qulay sistema Dekart koordinatalar sistemasidir. Moddiy nuqtaning Dekart koordinata sistemasidagi harakat qonunlari quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$x = x(t), \quad y = y(t), \quad z = z(t) \quad (1.1.1)$$

Agar bu tenglamalardan vaqtni chiqarib koordinatalarni o'zaro bog'liqligi topilsa nuqtaning traektoriya tenglamasi topiladi va bunday ko'rinishdagi tenglamalarga parametrik tenglamalar deyiladi. Koordinata boshidan moddiy nuqtaga yo'nalgan vektorni radius-vektor deb ataladi. Koordinatalar orqali ifodalangan radius-vektor quyidagi ko'rinishda yoziladi.

$$\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k} \quad (1.1.2)$$

Shuningdek bu radius-vektorining vaqt bo'yicha to'liq differensiallari nuqtaning tezlik va tezlanish vektorlarini beradi:

$$\vec{v} = \dot{\vec{r}} = \dot{x}\vec{i} + \dot{y}\vec{j} + \dot{z}\vec{k} \quad (1.1.3)$$

$$\vec{a} = \dot{\vec{v}} = \ddot{\vec{r}} = \ddot{x}\vec{i} + \ddot{y}\vec{j} + \ddot{z}\vec{k} \quad (1.1.4)$$

Tezlik va tezlanish vektorlarining o'qlardagi proekstiyalarini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

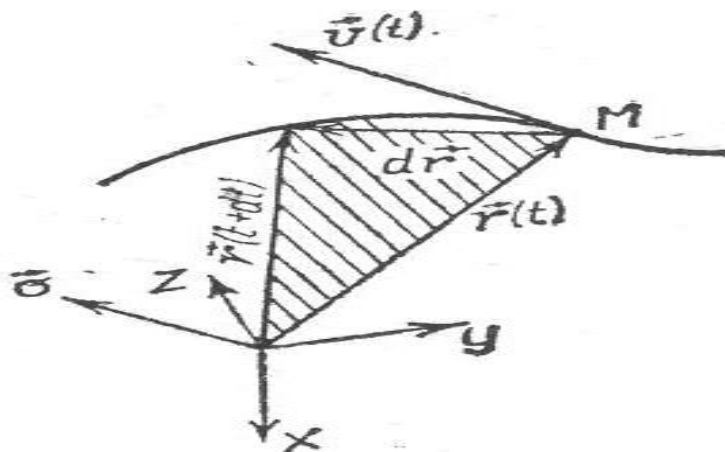
$$v_x = \dot{x}, \quad v_y = \dot{y}, \quad v_z = \dot{z}; \quad a_x = \dot{v}_x = \ddot{x}, \quad a_y = \dot{v}_y = \ddot{y}, \quad a_z = \dot{v}_z = \ddot{z} \quad (1.1.5).$$

Tezlik va tezlanishlarning modullarini esa quyidagi ko'rinishda yozish mumkin.

$$v = \sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2}; \quad a = \sqrt{\ddot{x}^2 + \ddot{y}^2 + \ddot{z}^2} \quad (1.1.6)$$

Demak radius-vektoridan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila tezlik vektoriga, radius-vektordan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosila esa tezlanish vektoriga teng ekan.

Nuqtaning yassi harakatini tekshirishda $\vec{v}$ oniy tezlik bilan birga $\vec{\sigma}$ sektorial tezlik tushunchasini kiritish qulaylik tug'diradi. Sektorial tezlikning son qiymati $\vec{r}$ radius-vektor tomonidan vaqt birligi ichida bosib o'tilgan yuzaga teng bo'lib, yo'nalishi $\vec{r}$ va $\vec{v}$ vektorlari bilan o'ng vint sistemasi hosil qiluvchi $\vec{\sigma}$ vektorga teng (1-chizma).



Chizma 1. Sektorial tezlikni aniqlanishi.

1-chizmadan ko'ramizki, harakatlanuvchi M nuqta $\vec{r}$ radius-vektorining dt vaqt ichida bosib o'tgan yuzasi $d\vec{S} = \frac{1}{2}[\vec{r}, d\vec{r}]$ yuza vektorining son qiymatiga etarli aniqlik bilan teng, demak, sektorial tezlik vektori uchun quyidagi ifoda o'rinli

$$\vec{\sigma} = \frac{d\vec{S}}{dt} = \frac{1}{2} \left[\vec{r}, \frac{d\vec{r}}{dt} \right] = \frac{1}{2} [\vec{r}, \vec{v}] \quad (1.1.7)$$

Sektorial tezlikning dekart koordinata o'qlaridagi proekstiyalarini topamiz.

$$\vec{\sigma} = \frac{1}{2} [\vec{r}, \vec{v}] = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ x & y & z \\ \dot{x} & \dot{y} & \dot{z} \end{vmatrix} = \frac{1}{2} [\vec{i}(y\dot{z} - \dot{y}z) + \vec{j}(z\dot{x} - x\dot{z}) + \vec{k}(x\dot{y} - y\dot{x})] \quad (1.1.8)$$

Bundan sektorial tezlikning proekstiyalari

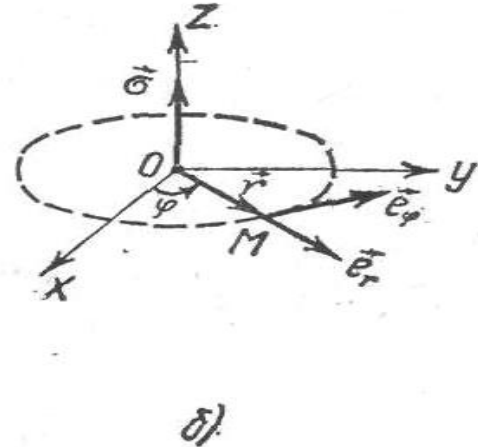
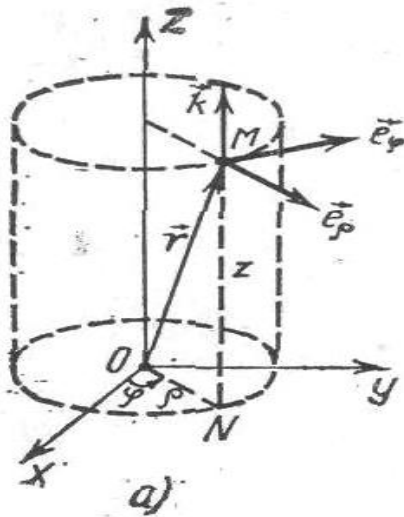
$$\sigma_x = \frac{1}{2}(y\dot{z} - \dot{y}z), \quad \sigma_y = \frac{1}{2}(z\dot{x} - x\dot{z}), \quad \sigma_z = \frac{1}{2}(x\dot{y} - y\dot{x}) \quad (1.1.9)$$

Agar harakat XOY tekislikda sodir bo'lsa faqat Z o'qdagi proekstiya qoladi.

$$\vec{\sigma} = \frac{1}{2} \vec{k}(x\dot{y} - y\dot{x})$$

Moddiy nuqta harakatini silindrik va qutb koordinatalar sistemasida ifodalanishi.

Silindrik koordinatalar sistemasida M nuqtaning holati ρ , φ , z koordinatalar bilan aniqlanadi. Nuqtaning harakat qonunlari $\rho = \rho(t)$, $\varphi = \varphi(t)$, $z = z(t)$ ko'rinishlarda bo'ladi.



Chizma-2. Silindrik koordinatalar sistemasida holati.

Dekart koordinatalarini silindrik koordinatalari orqali quyidagicha yozish mumkin.

$$x = \rho \cos \varphi, \quad y = \rho \sin \varphi, \quad z = z \quad (1.1.10)$$

$$\vec{r} = \rho \cdot \vec{e}_\rho + z\vec{k}, \quad r = \sqrt{\rho^2 + z^2}, \quad \rho = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (1.1.11)$$

Silindrik koordinatalar sistemasining $\vec{e}_\rho, \vec{e}_\varphi$ ortlari bilan $\vec{i}, \vec{j}$ Dekart ortlari orasidagi bog'lanishni topish uchun $\vec{r}$ radius-vektor har ikkala sistemadagi (1.1.11) ifodalarini o'zaro tenglashtiramiz va (1.1.10) ni inobatga olsak, natijada quyidagicha bog'lanishlarga ega bo'lamiz:

$$\begin{aligned} \vec{r} &= x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k} = \rho \cdot \vec{e}_\rho + z\vec{k} \\ x\vec{i} + y\vec{j} &= \rho \cdot \vec{e}_\rho \quad \rho \cdot \vec{e}_\rho = \vec{i} \rho \cos \varphi + \vec{j} \rho \sin \varphi \end{aligned}$$

$$\vec{e}_\rho = \vec{i} \cos \varphi + \vec{j} \sin \varphi, \quad \vec{e}_\varphi = \frac{d\vec{e}_\rho}{d\varphi} = -\vec{i} \sin \varphi + \vec{j} \cos \varphi \quad (1.1.12)$$

Silindrik koordinatalar sistemasining $\vec{e}_\rho, \vec{e}_\varphi$ ortlarining yo'nalishi vaqtga bog'liq holda o'zgaradi, shuning uchun ularning vaqt bo'yicha hosilalarini topish kerak bo'ladi.

$$\begin{aligned}
\dot{\vec{e}}_\rho &= \frac{d\vec{e}_\rho}{d\varphi} \cdot \dot{\varphi} = \dot{\varphi} \frac{d}{d\varphi} (\vec{i} \cos \varphi + \vec{j} \sin \varphi) = \dot{\varphi} (-\vec{i} \sin \varphi + \vec{j} \cos \varphi) = \dot{\varphi} \cdot \vec{e}_\varphi, \\
\dot{\vec{e}}_\varphi &= \frac{d\vec{e}_\varphi}{d\varphi} \dot{\varphi} = \dot{\varphi} \frac{d}{d\varphi} (-\vec{i} \sin \varphi + \vec{j} \cos \varphi) = -\dot{\varphi} (\vec{i} \cos \varphi + \vec{j} \sin \varphi) = -\dot{\varphi} \cdot \vec{e}_\rho \\
\dot{\vec{e}}_\rho &= \dot{\varphi} \cdot \vec{e}_\varphi, \quad \dot{\vec{e}}_\varphi = -\dot{\varphi} \cdot \vec{e}_\rho
\end{aligned} \tag{1.1.13}$$

Nuqtaning (1.1.11) radius-vektoridan vaqt bo'yicha hosilalarida (1.1.13) tengliklarni inobatga olsak tezlik va tezlanish vektorlarini aniqlashimiz mumkin.

$$\begin{aligned}
\vec{v} = \dot{\vec{r}} &= \dot{\rho} \cdot \vec{e}_\rho + \rho \cdot \dot{\vec{e}}_\rho + \dot{z} \vec{k} = \dot{\rho} \cdot \vec{e}_\rho + \rho \cdot \dot{\varphi} \cdot \vec{e}_\varphi + \dot{z} \vec{k} \\
\vec{v} &= \dot{\rho} \cdot \vec{e}_\rho + \rho \cdot \dot{\varphi} \cdot \vec{e}_\varphi + \dot{z} \vec{k}, \quad v = \sqrt{\dot{\rho}^2 + \rho^2 \dot{\varphi}^2 + \dot{z}^2}
\end{aligned} \tag{1.1.14}$$

$$v_\rho = \dot{\rho}, \quad v_\varphi = \rho \dot{\varphi}, \quad v_z = \dot{z} \tag{1.1.15}.$$

v_ρ, v_φ, v_z larga mos ravishda tezlik vektorining radial, ko'ndalang va aksial proekstiyalari deb yuritiladi. Tezlik vektoridan vaqt bo'yicha hosila olib $\vec{a}$ tezlanish vektor va uning proekstiyalari uchun quyidagilarga ega bo'lamiz:

$$\begin{aligned}
\vec{a} = \dot{\vec{v}} &= \frac{d}{dt} (\dot{\rho} \vec{e}_\rho + \rho \dot{\varphi} \vec{e}_\varphi + \dot{z} \vec{k}) = \ddot{\rho} \vec{e}_\rho + \dot{\rho} \dot{\varphi} \vec{e}_\varphi + \dot{\rho} \dot{\varphi} \vec{e}_\varphi + \rho \ddot{\varphi} \vec{e}_\varphi - \rho \dot{\varphi}^2 \vec{e}_\rho + \ddot{z} \vec{k} \\
\vec{a} &= (\ddot{\rho} - \rho \dot{\varphi}^2) \vec{e}_\rho + (2\dot{\rho} \dot{\varphi} + \rho \ddot{\varphi}) \vec{e}_\varphi + \ddot{z} \vec{k}
\end{aligned} \tag{1.1.16}$$

$$a_\rho = \ddot{\rho} - \rho \dot{\varphi}^2, \quad a_\varphi = 2\dot{\rho} \dot{\varphi} + \rho \ddot{\varphi}, \quad a_z = \ddot{z} \tag{1.1.17}$$

Agar $z=0$, $\rho=r$ bo'lsa silindrik koordinatalar sistemasi tekislikdagi z, φ qutb koordinatalar sistemasiga o'tadi (2-chizma b).

$$x = r \cos \varphi, \quad y = r \sin \varphi \tag{1.1.18}$$

$$\vec{r} = r \vec{e}_r, \quad r = \sqrt{x^2 + y^2} \tag{1.1.19}$$

Bunda harakat qonuni $r = r(t)$, $\varphi = \varphi(t)$ tenglamalar bilan beriladi. Ulardan t ni chiqarib, M nuqtaning qutb koordinatalar sistemasidagi $r = r(\varphi)$ traektoriyasi tenglamasi topiladi. Tekislikda harakatlanuvchi M nuqtaning qutb koordinatlaridagi $\vec{r}$ radius-vektori, $\vec{v}$ -chiziqli va $\vec{\sigma}$ - sektorial tezliklari hamda $\vec{a}$ tezlanishi uchun (1.1.14) - (1.1.17) munosabatlarga ko'ra yoziladi.

$$z = 0 \quad \rho = r \quad \vec{e}_\rho = \vec{e}_r$$

$$\vec{r} = r\vec{e}_r, \quad \vec{v} = \dot{r}\vec{e}_r + r\dot{\varphi}\vec{e}_\varphi \quad (1.1.20)$$

$$\vec{\sigma} = \frac{1}{2}[\vec{r}, \vec{v}] = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} \vec{e}_r & \vec{e}_\varphi & \vec{k} \\ r & 0 & 0 \\ \dot{r} & r\dot{\varphi} & 0 \end{vmatrix} = \frac{1}{2} r^2 \dot{\varphi} \vec{k} \quad (1.1.21)$$

$$\vec{\sigma} = \frac{1}{2} r^2 \dot{\varphi} \vec{k}$$

$$\vec{a} = (\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2)\vec{e}_r + (2\dot{r}\dot{\varphi} + r\ddot{\varphi})\vec{e}_\varphi = (\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2)\vec{e}_r + \frac{1}{r} \frac{d}{dt}(r^2 \dot{\varphi})\vec{e}_\varphi \quad (1.1.22)$$

$$a_r = \ddot{r} - r\dot{\varphi}^2 \quad a_\varphi = 2\dot{r}\dot{\varphi} + r\ddot{\varphi} \quad (1.1.23)$$

Masala: $\rho = \rho_0 \cos(\omega t)$, $\varphi = \varphi_0 \sin(\omega t)$, $z = A + v_0 t$ bo'lsa uning silindrik koordinata sistemalaridagi tezligi va tezligi modulini toping.

Umumlashgan koordinatalarda jismlarning harakatini tahlil qilish.

Bundan oldingi mavzularda turli xil koordinatalar sistemasida jismlarning vaziyatlari va tezlik va tezlanish vektorlari orasidagi bog'lanishlarni tahlil qilgan edik. Mazkur masalani hal qilish uchun umumlashgan koordinatalar va umumlashgan tezliklar tushunchasidan foydalanish mumkin. Unda Dekart, silindrik, sferik va boshqa koordinatalar sistemalari xususiy hollar singari qaraladi.

Ushbu masala birinchi bor Lagranj tomonidan kiritilgan. Lagranj metodiga ko'ra ixtiyoriy sistema holatini uning umumlashgan koordinatalari va umumlashagan tezliklari orqali tavsiflanadi. Uning mulohazasiga ko'ra jismning ixtiyoriy vaqt momentidagi tezlanishi unga shu vaqt davomida ta'sir qilayotgan kuch orqali aniqlanadi.

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = \frac{1}{m} \vec{F}(\vec{r}, \frac{d\vec{r}}{dt}, t) \quad (1.1.24)$$

Bu erda $\vec{F}$ – moddiy nuqta yoki zarrachaga ta'sir etayotgan kuch bo'lib, u umumiy holda zarrachaning tezligi, radius-vektori va vaqtdan bog'liq bo'lishi mumkin.

$$\vec{F}_{gr} = G \frac{mM}{r_{12}^2} \frac{\vec{r}_{12}}{r_{12}} \quad \vec{F}_{lor} = q[\vec{v}, \vec{B}] = q \left[\frac{d\vec{r}}{dt} \vec{v}, \vec{B} \right] \quad (1.1.25)$$

$$F_{Lor} = qvB \sin \alpha \quad (1.1.26)$$

Ko'rinib turibdiki $\vec{B}$ -magnit maydon induktsiyasi vaqt bo'yicha o'zgarsa, u holda Lorenst kuchi vaqtga ham bog'liq bo'lib qoladi. Bundan tashqari, magnit maydon induktsiyasi turli nuqtalarda har xil bo'lsa, ya'ni maydon bir jinsli bo'lmasa u holda Lornenst kuchi ham radius-vektorga, ham tezlikka, ham vaqtga bog'liq bo'ladi.

Ma'lumki moddiy nuqtaning Dekart koordinatilar sistemasidagi vaziyatin uchta x, y, z koordinatalar aniqlaydi.

$$\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k} \quad (1.1.27)$$

N ta moddiy nuqtadan iborat sistemaning holatini aniqlash uchun N ta radius-vektorni topishga to'g'ri keladi, va buning uchun $3N$ ta koordinata zarur bo'ladi.

Mexanik sistemaning fazodagi holatini bir qiymatli aniqlovchi har qanday o'zaro bog'lanmagan skalayar kattaliklar soni sistemaning erkinlik darajalari soni

deyiladi. Bu kattaliklar quyilgan masalaning shartiga ko'ra Dekart, sferik, silindrik koordinatlari bo'lishi mumkindir. Shuning uchun har qanday s ta $q_1, q_2, \dots, q_s$ kattaliklar umumlashgan koordinatalar ularning hosilalari umumlashgan tezliklar deyiladi. Umumlashgan koordinatlar soni mexanik sistemaning erkinlik darajalari soniga teng bo'ladi. Umumlashgan koordinatalar tushunchasi umumiy bo'lib har qanday mexanik sistema uchun qo'llanilishi mumkin.

$S = 3n$ mexanik sistema uchun umumlashgan koordinatalar soni $3n$ ta (x_i, y_i, z_i) dekart, (ρ_i, φ_i, z_i) silindrik, $(r_i, \theta_i, \varphi_i)$ sferik umumlashgan koordinatalarda olinishi mumkin.

$$\begin{aligned} q &= \{x, y, z\} \\ \dot{q} &= \{\dot{x}, \dot{y}, \dot{z}\} \\ \ddot{q} &= \{\ddot{x}, \ddot{y}, \ddot{z}\} \end{aligned} \quad (1.1.28)$$

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= f(x, y, z, \dot{x}, \dot{y}, \dot{z}, t) \\ \ddot{y} &= f(x, y, z, \dot{x}, \dot{y}, \dot{z}, t) \\ \ddot{z} &= f(x, y, z, \dot{x}, \dot{y}, \dot{z}, t) \end{aligned} \quad (1.1.29)$$

Umumiy ko'rinishdagi harakat tenglamasini quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin

$$\ddot{q} = f(q, \dot{q}, t) \quad (1.1.30)$$

Umumlashgan koordinatalar sistemaning erkinlik darajalar soniga teng bo'lishi lozim.

Eng kichik ta'sir prinsipi. Umumiy ko'rinishdagi harakat tenglamasini quyidagi ko'rinishda ifodaladik.

$$\ddot{q} = f(q, \dot{q}, t) \quad (1.1.31)$$

Ushbu umumiy harakat tenglamasi qanday ko'rinishga ega bo'lishi mumkin degan masalani hal qilamiz. Ya'ni umumlashgan kuchni aniqlashga kirishamiz. Bu masalani hal qilish uchun qaralayotgan fizikaviy sistemaning biror boshlang'ich va oxirgi holatlardagi koordinatalari va umumlashgan tezliklari ma'lum bo'lgan sistema qanday real traektoriya bo'ylab boshlang'ich holatdan

oxirgi holatga o'tadi degan masalani hal qilish lozim. Boshqacha aytganda jismning harakat traektoriyasi uning harakat tenglamasi bilan chambarchas bog'liq. Masalani dastlab bir jinsli muhitda tarqalayotgan yorug'lik to'liqini kabi qaraylik. Geometrik optika qonunlariga asosan yorug'lik ikki nuqtani tutashtiruvchi to'g'ri chiziq bo'ylab tarqaladi. Ya'ni bo'lishi mumkin bo'lgan traektoriyalar ichidan eng qisqasini tanlaydi. Endi yorug'lik bir jinsli bo'lmagan muhitda tarqalishini qarasak, bu holda yorug'lik to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalmaydi. Aksincha u A nuqtadan B nuqtaga o'tishi uchun eng qisqa vaqt sarflovchi yo'lni tanlaydi. Yorug'lik tarqalishi yo'nalishini optik zichligiga qarab o'zgartiradi. Demak fizikaviy sistema A nuqtadan V nuqtaga yoki eng qisqa traektoriya bo'ylab, yoki eng qisqa vaqt talab qiladigan traektoriya bo'ylab o'tadi. Buni umumiy holda ko'rib chiqish uchun ayrim masalalarni kiritamiz.

Ta'rif. Ixtiyoriy fizikaviy sistemaning umumlashgan koordinatalari, umumlashgan tezliklari, va umumiy holda vaqtga bog'liq bo'lgan funkstiyasi Lagranj funkstiyasi deyiladi.

$$L = L(q, \dot{q}, t) \quad (1.1.32)$$

Biz hozirga qadar umumlashgan koordinata va umumlashgan tezliklarga bog'liq bo'lgan quyidagi kattaliklarni bilamiz.

$$E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{m\dot{q}^2}{2} = f(q, \dot{q})$$

$$E_p = \frac{kx^2}{2} = \frac{kq^2}{2} = f(q)$$

$$E = \frac{m\dot{q}^2}{2} + \frac{kq^2}{2} = f(q, \dot{q})$$

Endigi maqsadimiz ixtiyoriy fizikaviy sistema uchun Lagranj funkstiyasini aniqlashdan iborat. Buning uchun Lagranj quyidagi ta'sir prinstipini taklif etdi.

Ta'rif. Har qanday sistema uning Lagranj funkstiyasi orqali aniqlanuvchi quyidagi ta'sir kattaligi bilan xarakterlanadi.

$$S = \int_{t_1}^{t_2} L(q, \dot{q}, t) dt \quad (1.1.33)$$

S -ta'sir funkstiyasi.

Ta'rif. Har qanday sistema o'z harakati davomida shunday traektoriyani tanlaydiki ta'sir variastiyasi nolga teng bo'ladi

$$\delta S = 0 \quad (1.1.34)$$

Keyingi ishlarni bajarishdan oldin oliy matematika kursidan quyidagilarni esga olaylik.

Ta'sir ifodasidan ko'rinib turibdiki uning qiymati integral ostidagi funkstiyaning ko'rinishiga bog'liq, ya'ni u Lagranj funkstiyasining funkstionalidir.

Ta'sir variastiyasini yozish mumkin:

$$\delta S = S' - S = \int_{t_1}^{t_2} L' dt - \int_{t_1}^{t_2} L dt = \int_{t_1}^{t_2} [L' - L] dt = 0$$

$$L' = L + \delta L = L + \frac{\partial L}{\partial q} \delta q + \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \delta \dot{q}$$

Demak, ta'sirning variastiyasini quyidagicha topish mumkin:

$$\begin{aligned} \delta S &= \int_{t_1}^{t_2} \left[L + \frac{\partial L}{\partial q} \delta q + \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \frac{d}{dt} \delta q - L \right] dt = \int_{t_1}^{t_2} \left[\frac{\partial L}{\partial q} \delta q + \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \frac{d}{dt} \delta q \right] dt \\ \delta S &= \int_{t_1}^{t_2} \left[\frac{\partial L}{\partial q} \delta q + \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \frac{d}{dt} (\delta q) \right] dt \end{aligned} \quad (1.1.35)$$

$$\delta S = \int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial L}{\partial q} \delta q dt + \int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \frac{d}{dt}(\delta q) dt$$

Ikkinchi hadni bo'laklab integrallaymiz $\int u dv = uv - \int v du$

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{q}} = U, \quad dV = \frac{d}{dt}(\delta q) dt, \quad V = \delta q, \quad dU = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \right) dt$$

$$\int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \frac{d}{dt}(\delta q) dt = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \delta q \Big|_{t_1}^{t_2} - \int_{t_1}^{t_2} \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \right) \delta q dt = - \int_{t_1}^{t_2} \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \right) \delta q dt \quad (1.1.36)$$

Masalaning qo'yilishiga ko'ra yuqori va pastki chegarada umumlashgan koordinatalar variastiyasi nolga teng. t_1 dan t_2 vaqt intervalida $\delta q(t)$ -funktsiya eng kichikdir. $t = t_1$ va $t = t_2$ barcha solishtiriladigan funktsiyalar bir xil qiymatga ega bo'ladi.

$$\delta q(t_1) = \delta q(t_2) = 0$$

Endi (1.1.36) ifodani (1.1.35) formulaga qo'yamiz.

$$\delta S = \int_{t_1}^{t_2} \left\{ \frac{\partial L}{\partial q} - \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \right) \right\} \delta q dt \quad (1.1.37)$$

$\delta S = 0$ shartni qo'llasak, ya'ni har

qanday sistema o'z harakati davomida shunday traektoriyani tanlaydiki ta'sir variastiyasi nolga teng bo'ladi.

$$\delta S = \int_{t_1}^{t_2} \left\{ \frac{\partial L}{\partial q} - \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \right) \right\} \delta q dt = 0 \quad (1.1.38)$$

Ko'rinib turibdiki oxirgi shart o'rinli bo'lishi uchun quyidagi shart bajarilishi lozim

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}}\right) = \frac{\partial L}{\partial q} \quad (1.1.39)$$

Bu Lagranj tenglamasidir, u sistemaning harakat tenglamasidir. deyiladi. Agar bir necha erkinlik darajasiga ega sistema qaralsa alohida tenglamalar majmuasini hosil qilamiz.

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\right) = \frac{\partial L}{\partial q_i} \quad (i = 1, 2, \dots, S) \quad (1.1.40)$$

Matematik nuqtai nazardan (1.1.40) tenglama S ta tenglamalardan iborat va ularni to'la aniqlash uchun barcha koordinatalarning boshlang'ich qiymatlari berilishi kerak.

1.2. Jismnig doimiy kuch ta'siridagi harakati.

Ixtiyoriy koordinatalar sistemasidagi harakat uchun Eyler-Lagranj tenglamasini tahlil qilish etarlidir.

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} = \frac{\partial L}{\partial q_i} \quad (1.2.1)$$

$$\dot{q}_i = \frac{d}{dt} q_i \quad (1.2.2)$$

Ushbu (1.2.1) ko'rinishdagi Eyler-Lagranj tenglamasi ixtiyoriy koordinatalar sistemasida ifodalanuvchi barcha hollar uchun o'rinli. Masalani soddalashtirish maqsadida dastlab, faqat bir o'lchovli harakatlanuvchi moddiy nuqtaning harakat tenglamasini keltirib chiqaramiz. Bir o'lchovli sistema uchun (1.2.1) tenglama quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{x}} = \frac{\partial L}{\partial x} \quad (1.2.3)$$

Bu holda Lagranj funkstiyasi $L = L(x, \dot{x})$ ko'rinishda.

Buni N'yutonning ikkinchi qonuni bilan taqqoslasak,

$$\frac{d}{dt}(mv_x) = F_x; \quad \frac{d}{dt}p_x = F_x \quad (1.2.4)$$

(1.2.3) va (1.2.4) tenglamani taqqoslash shuni ko'rsatadiki ular ayni bir moddiy nuqtaning harakat tenglamasini xarakterlashi uchun quyidagi shartlarni bajarishi kerak.

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{x}} = p_x, \quad \frac{\partial L}{\partial x} = F_x \quad (1.2.5)$$

$$p_x = mv_x = m\dot{x}, \quad (1.2.6)$$

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{x}} = m\dot{x}, \quad L_1(\dot{x}) = \frac{m}{2} \dot{x}^2 \quad (1.2.7)$$

Ikkinchi tomondan kuch uchun quyidagicha ifodani olamiz.

$$F_x = -\frac{\partial U}{\partial x} \quad \frac{\partial L}{\partial x} = -\frac{\partial U}{\partial x}, \quad L_2(x) = -U(x) \quad (1.2.8)$$

Yuqoridagi munosabatlardan ko'rinib turibdiki bu holda Lagranj funkstiyasini uning additivlik xossasidan foydalanib quyidagi ikki hadning yig'indisi ko'rinishida yozish mumkin.

$$L(x, \dot{x}) = L_1(\dot{x}) + L_2(x)$$

$$L = \frac{m\dot{x}^2}{2} - U(x) \quad (1.2.9)$$

Bu munosabat bir o'lchovli harakat holi uchun moddiy nuqtaning klassik Lagranj funkstiyasidir. Demak, ixtiyoriy uch o'lchovli harakatga qatnashuvchi moddiy nuqtaning Lagranj funkstiyasini uning kinetik va potensial energiyalarining ayirmasi sifatida ifodalash mumkin.

$$L = T - U \quad (1.2.10)$$

Lagranj funkstiyasini Dekart koordinatalar sistemasi uchun quyidagicha ifodalash mumkin

$$L = \frac{m}{2}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2) - U(x, y, z) \quad (1.2.11)$$

Demak olingan natijalardan foydalanib Eyler-Lagranj tenglamasini quyidagi ko'rinishga keltirish mumkin

$$\frac{d}{dt}(m\dot{q}) = F \quad (1.2.12)$$

Demak bir o'lchovli harakat tenglamasini integrallash uchun ya'ni uning ixtiyoriy vaqt momentidagi koordinatasini aniqlash uchun (1.2.12) harakat tenglamasini yechish lozim.

Xususiy hollarni ko'rib chiqamiz.

- 1) Jismga hech qanday kuch ta'sir qilmasin. $F = m\ddot{x} = 0$ bu holda jism tezlanishi nolga teng bo'lib $\frac{d}{dt}\dot{x} = 0$, jism tezligi o'zgarmaydi va uning harakat tenglamasi quyidagicha:

$$2) \quad v = \frac{dx}{dt} = \text{const}, \quad dx = v dt \quad \int_{x_0}^{x(t)} dx = v \int_0^t dt$$

$$x(t) - x_0 = vt \quad x(t) = x_0 + vt$$

- 2) $m\ddot{x} = F = \text{const}$. Bu holda jismning tezlanishi vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Boshqacha aytganda jism tekis o'zgaruvchan harakat qiladi.

$$\ddot{x} = \frac{d\dot{x}}{dt} = a = \text{const} \quad d\dot{x} = a dt \quad v = v_0 + at$$

$$\frac{dx}{dt} = v_0 + at \quad x(t) = x_0 + v_0 t + \frac{at^2}{2}$$

Bir o'lchovli harakat tenglamasini umumiy holda integrallash imkoni yo'q. Chunki moddiy nuqtaga ta'sir qiluvchi kuch uning koordinatasiga, tezligiga va vaqtdan bog'liq. Bu fikrni tushuntirish uchun quyidagi misollarni ko'rib chiqamiz.

Moddiy nuqta harakatini sferik koordinatalar sistemasida nuqtaning harakat tenglamalari. Sferik koordinatalar sistemasida M moddiy nuqtaning holati

r, θ, φ koordinatalar orqali, uning harakat qonunlari esa quyidagi tenglamalar bilan beriladi.

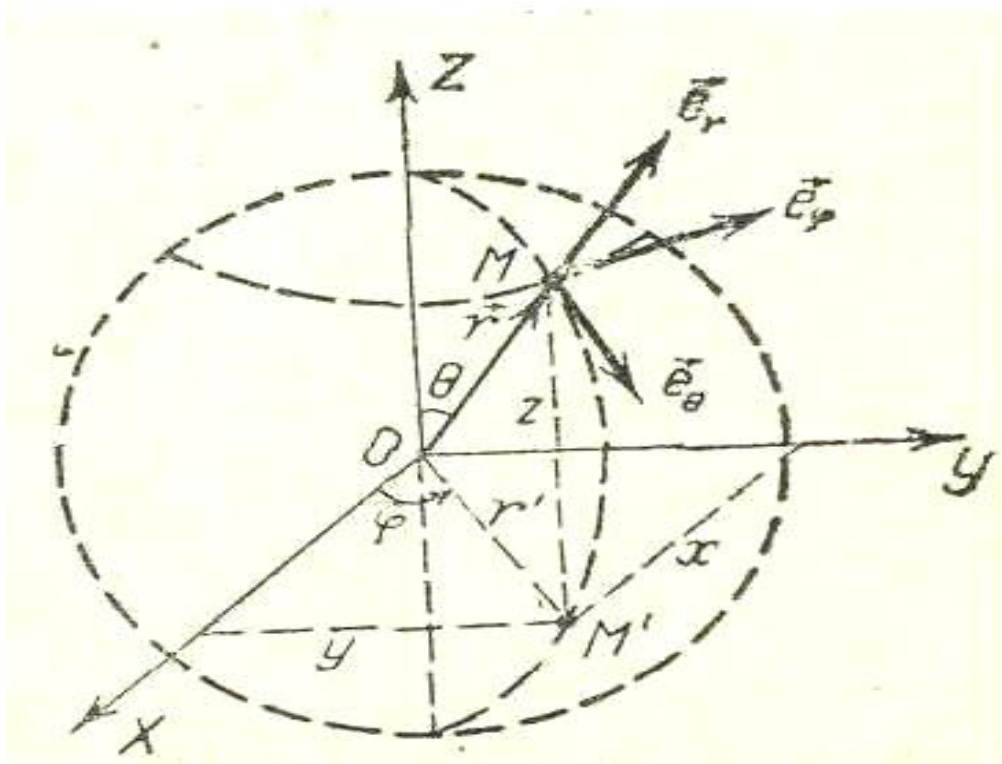
$$r = r(t), \quad \theta = \theta(t), \quad \varphi = \varphi(t) \quad (1.2.13)$$

Sferik va Dekart koordinatalari orasidagi bog'lanish quyidagi formulalar orqali ifodalanadi (4-chizma):

$$\begin{aligned} x &= r \sin \theta \cos \varphi, \quad y = r \sin \theta \sin \varphi, \quad z = r \cos \theta \\ r &= \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \quad \theta = \arctg \frac{r'}{z}, \quad \varphi = \arctg \frac{y}{x} \end{aligned} \quad (1.2.14)$$

Bu erda $r' = \sqrt{x^2 + y^2}$. Sferik sistemaning $\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi$ ortlari bilan Dekart ortlari orasidagi bog'lanishlarni quyidagicha topish mumkin:

$$\begin{aligned} \vec{r} &= r\vec{e}_r = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k} = \vec{i} r \sin \theta \cos \varphi + \vec{j} r \sin \theta \sin \varphi + \vec{k} r \cos \theta \\ \left. \begin{aligned} \vec{e}_r &= \vec{i} \sin \theta \cos \varphi + \vec{j} \sin \theta \sin \varphi + \vec{k} \cos \theta \\ \vec{e}_\theta &= \vec{i} \cos \theta \cos \varphi + \vec{j} \cos \theta \sin \varphi - \vec{k} \sin \theta \\ \vec{e}_\varphi &= -\vec{i} \sin \varphi + \vec{j} \cos \varphi \end{aligned} \right\} \quad (1.2.15) \\ \vec{e}_\theta &= \frac{d\vec{e}_r}{d\theta}, \quad \vec{e}_\varphi = \frac{1}{\sin \theta} \frac{d\vec{e}_r}{d\varphi} \end{aligned}$$



Chizma-3. Sferik koordinatalar sistemasidagi harakat.

Sferik koordinatalar systemsining barcha ortlari M nuqta harakatlanganda o'z yo'nalishlarini o'zgartiradi, shuning uchun ularning vaqt bo'yicha birinchi tartibli hosilalarini hisoblaymiz.

$$\begin{aligned}
 \dot{\vec{e}}_r &= \vec{i}(\dot{\theta} \cos \theta \cos \varphi - \dot{\varphi} \sin \theta \sin \varphi) + \vec{j}(\dot{\theta} \cos \theta \sin \varphi + \dot{\varphi} \sin \theta \cos \varphi) - \vec{k} \dot{\theta} \sin \theta = \\
 &= \dot{\theta}(\vec{i} \cos \theta \cos \varphi - \vec{j} \cos \theta \sin \varphi - \vec{k} \sin \theta) + \dot{\varphi} \sin \theta(-\vec{i} \sin \varphi + \vec{j} \cos \varphi) = \\
 &= \dot{\theta} \vec{e}_\theta + \dot{\varphi} \sin \theta \vec{e}_\varphi \\
 \dot{\vec{e}}_\theta &= \vec{i}(-\dot{\theta} \sin \theta \cos \varphi - \dot{\varphi} \cos \theta \sin \varphi) + \vec{j}(-\dot{\theta} \sin \theta \sin \varphi + \dot{\varphi} \cos \theta \cos \varphi) - \vec{k} \dot{\theta} \cos \theta = \\
 &= -\dot{\theta} \vec{e}_r + \dot{\varphi} \cos \theta \vec{e}_\varphi \\
 \dot{\vec{e}}_\varphi &= -\vec{i} \dot{\varphi} \cos \varphi - \vec{j} \dot{\varphi} \sin \varphi = -\dot{\varphi}(\cos \varphi \vec{i} + \sin \varphi \vec{j}) = -\dot{\varphi} \sin \theta \vec{e}_r - \dot{\varphi} \cos \theta \vec{e}_\theta \\
 \dot{\vec{e}}_r &= \dot{\theta} \vec{e}_\theta + \dot{\varphi} \sin \theta \vec{e}_\varphi \\
 \dot{\vec{e}}_\theta &= -\dot{\theta} \vec{e}_r + \dot{\varphi} \cos \theta \vec{e}_\varphi \\
 \dot{\vec{e}}_\varphi &= -\dot{\varphi} \sin \theta \vec{e}_r - \dot{\varphi} \cos \theta \vec{e}_\theta
 \end{aligned} \tag{1.2.16}$$

Sferik koordinatalar orqali ifodalangan $\vec{r} = r\vec{e}_r$ radius-vektordan birinchi tartibli hosila olib, (1.2.16) ni e'tiborga olsak tezlik uchun quyidagi munosabatlarni olamiz

$$\begin{aligned}\vec{v} = \dot{\vec{r}} &= \frac{d}{dt}(r\vec{e}_r) = \dot{r}\vec{e}_r + r\dot{\theta}\vec{e}_\theta + r\dot{\varphi}\sin\theta\vec{e}_\varphi \\ v &= \sqrt{\dot{r}^2 + r^2(\dot{\theta}^2 + \dot{\varphi}^2\sin^2\theta)} \\ v_r &= \dot{r}, \quad v_\theta = r\dot{\theta}, \quad v_\varphi = r\dot{\varphi}\sin\theta\end{aligned}\tag{1.2.17}$$

Ma'lumki, tezlik vektoridan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila tezlanish vektorini beradi:

$$\vec{a} = a_r\vec{e}_r + a_\theta\vec{e}_\theta + a_\varphi\vec{e}_\varphi\tag{1.2.18}$$

Bu yerda

$$\begin{aligned}a_r &= \ddot{r} - r(\dot{\theta}^2 + \dot{\varphi}^2\sin^2\theta) \\ a_\theta &= \frac{1}{r}\frac{d}{dt}(r^2\dot{\theta}) - r\dot{\varphi}^2\sin\theta\cos\theta \\ a_\varphi &= \frac{1}{r\sin\theta}\frac{d}{dt}(r^2\dot{\varphi}\sin^2\theta)\end{aligned}\tag{1.2.19}$$

a_r, a_θ va a_φ mos holda radial, meridional va azimutal tezlanishlar deb yuritiladi.

Fazo bir jinsli bo'lsa yopiq sistemaning mexanik xossalari ixtiyoriy parallel ko'chirishda o'zgarmaydi. Zarralarning tezliklari o'zgarmas bo'lgan holda koordinatalarining cheksiz kichik qiymatga o'zgarishida Lagranj funkstiyasining o'zgarishi.

$$\delta L = \sum_i \frac{\partial L}{\partial r_i} \delta r_i = \varepsilon \sum \frac{\partial L}{\partial r_i}\tag{1.2.20}$$

Yig'indi barcha moddiy nuqtalar bo'yicha boradi. Minimallik talabidan $\delta L = 0$ variastiya o'rinli, ε ning ixtiyoriy qiymatida esa

$$\sum \frac{\partial L}{\partial r_i} = 0\tag{1.2.21}$$

bo'lishiga olib keladi. Lagranj tenglamasidan foydalanamiz.

$$\sum_i \frac{\partial L}{\partial r_i} = \sum \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial v_i} = \frac{d}{dt} \sum \frac{\partial L}{\partial v_i} = \frac{d}{dt} \sum p_i = 0$$

Demak yopiq mexanikaviy sistemada uning impuls vektori harakat davomida o'zgarmaydi ya'ni saqlanadi.

$$\vec{P} = \sum_i \frac{\partial L}{\partial \vec{v}_i} = \text{const} \quad (1.2.22)$$

$$\vec{P} = \sum_i \vec{p}_i = \sum_i m_i \vec{v}_i \quad (1.2.23)$$

Energiyadan farqli ravishda sistemaning impulsi alohida zarralarning impulslarining geometrik yig'indisidan iborat.

Tashqi maydon bo'lmasa impulsning uchala komponentasi ham saqlanadi. Sistemaning potentsial energiyasi tashqi maydon bo'lganda ham biror koordinataga bog'liq bo'lmasa impulsning shu komponentasi saqlanadi.

Oldingi darsdan ma'lumki $\frac{\partial L}{\partial \vec{r}_i} = -\frac{\partial U}{\partial \vec{r}_i}$ i- zarrachaga ta'sir qiluvchi kuchdir

F_i . Shuning uchun (1.2.21) formula yopiq sistemaning barcha zarralariga ta'sir qiluvchi kuchlar yig'indisidir.

$$\sum_i F_i = 0 \quad (1.2.24)$$

Agar ikkita zarradan iborat sistemani qarasak $\vec{F}_1 + \vec{F}_2 = 0$ bo'ladi. Birinchi zarraga ikkinchisi tomonidan ta'sir kuchi, ikkinchi zarraga birinchi zarra tomonidan ta'sir kuchiga qiymat jihatdan teng va qarama-qarshi yo'nalgan.

Umumlashgan koordinatalarda esa quyidagichadir.

$$P_i = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \quad (1.2.25)$$

Umumlashgan impuls

$$F_i = \frac{\partial L}{\partial q_i} \quad (1.2.26)$$

Umumlashgan kuch.

K' sistema K sistemaga nisbatan $\vec{V}$ tezlik bilan harakatlasa tezliklarni qo'shish formulasi quyidagicha.

$$\vec{v}_i = \vec{v}_i' + \vec{V}$$

Bu ifodani sistemaning impulsi formulasiga qo'yamiz.

$$\begin{aligned} \vec{P} &= \sum_i m_i \vec{v}_i = \sum_i m_i \vec{v}_i' + \vec{V} \sum_i m_i \\ \vec{P} &= \vec{P}' + \vec{V} \sum_i m_i \end{aligned} \quad (1.2.27)$$

Xususan shunday K' sistema topiladiki unda zarralar sistemasining to'liq impulsi nolga teng bo'ladi $\vec{P}' = 0$. Bu hisob sistemasining tezligi quyidagicha

$$\vec{V} = \frac{\vec{P}}{\sum m_i} = \frac{\sum m_i \vec{v}_i}{\sum m_i} \quad (1.2.28)$$

Aytish joizki impulsning saqlanish qonuni muvozanat holati va mexanik sistemaning tezligini aniqlash imkonini beradi. O'z navbatida massaning additivligi haqida xulosa qilish mumkin. Oxirgi formulaning o'ng tomonini vaqt bo'yicha to'liq hosila ko'rinishida yozish mumkin bo'lganligi uchun radius vektorlariga o'tish mumkin.

$$\vec{R} = \frac{\sum m_i \vec{r}_i}{\sum m_i} \quad (1.2.29)$$

Sistemaning tezligi $\vec{V}$ tezligi esa oxirgi formula bilan aniqlanadigan $\vec{R}$ radius-vektorli nuqtaning siljish tezligidir. Bunday nuqtaga sistemaning inertsia markazi deyiladi.

Yaxlit holatda $\vec{V}$ tezlik bilan harakatlanayotgan sistemaning to'liq energiyasini yozish mumkin.

$$E = \frac{\mu V^2}{2} + E_{ich} \quad (1.2.30)$$

E_{ich} - ichki energiya, $\mu = \sum m_i$ sistemaning massasi.

$\vec{v}_i = \vec{v}_i' + \vec{V}$ tezliklarni almashtirish qonunidan energiyani almashtirish qonunini topamiz.

$$\begin{aligned} E &= \sum_i \frac{m_i \vec{v}_i^2}{2} + U = \frac{1}{2} \sum m_i (\vec{v}_i' + \vec{V})^2 + U = \\ &= \frac{\mu V^2}{2} + \vec{V} \sum m_i \vec{v}_i' + \sum_i \frac{m_i v_i'^2}{2} + U = \frac{\mu V^2}{2} + \vec{V} \vec{P}' + E' \end{aligned}$$

$$E = \frac{\mu V^2}{2} + \vec{V} \vec{P}' + E' \quad (1.2.31)$$

Bu zarralar sistemasi energiyasini almashtirish qonuni bo'lib, (1.2.27) formula esa sistemaning impulsini almashtirish qonunidir. Agar K' sistemaning inertsia markazi qo'zg'almas bo'lsa $\vec{P}' = 0$ $E = E_{ich}$ bo'ladi.

Relyativistik zarraning doimiy kuch ta'siridagi bir o'lchovli harakati.

Bu holda relyativistik dinamika asosiy tenglamasi quyidagi sodda ko'rinishga ega bo'ladi.

$$\vec{F} = \frac{m}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}} \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (1.2.32)$$

$\vec{F} // \vec{v}$

(1.2.32) ni biz qaralayotgan holda, oddiy sistemalar holida almashtirish mumkin.

$$\vec{F}_x = \frac{m}{\left(1 - \frac{v_x^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}} \frac{dv_x}{dt} \quad (1.2.33)$$

Bu yerda F_x va v_x lar kuch va tezlikning X o'qdagi proyeksiyasi

$$c \rightarrow \infty \quad F = m \frac{dv}{dt} \quad (\text{klassik harakat tenglamasi})$$

$$\int m dv = \int F dt \quad m(v - v_0) = Ft \quad (1.2.34)$$

demak, klassik fizika nuqtai nazaridan jismga doimiy F kuch ta'sir qilsa jism tekis o'zgaruvchan harakat qiladi, ya'ni uning tezlanishi $dv/dt = F/m = \text{const}$ (1.2.34) dan ko'rinib turibdiki jismning tezligi chiziqli qonun bo'yicha o'zgarib borar ekan. $F > 0$ bo'lgan holni ko'raylik. Ma'lum bir chekli vaqt o'tgandan keyin yorug'lik tezligiga teng bo'lishi kerak edi. Lekin bu natija nisbiylik nazariyasining natijalariga zid. Demak, bu masalani relyativistik dinamikaning asosiy tenglamasidan kelib chiquvchi (1.2.33) ga binoan taxlil qilishga o'tamiz. Endi (1.2.33) ni yechishga o'tamiz.

$$\int F dt = \int m \frac{dv}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}}; \quad Ft = m \int \frac{dv}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}};$$

$$\frac{v}{c} = u \quad v = cu \quad dv = cdu; \quad Ft = mc \int \frac{du}{(1 - u^2)^{\frac{3}{2}}};$$

$$u = \sin \varphi; \quad du = \cos \varphi d\varphi \quad 1 - \sin^2 \varphi = \cos^2 \varphi$$

$$(\cos^2 \varphi)^{\frac{3}{2}} = \cos^3 \varphi \quad Ft = mc \int \frac{\cos \varphi}{\cos^3 \varphi} d\varphi = mc \int \frac{1}{\cos^2 \varphi} d\varphi = mctg \varphi;$$

$$Ft = mctg \varphi; \quad tg \varphi = \frac{Ft}{mc} \quad (1.2.35)$$

(1.2.35) relyativistik zarra tezligini parametrik ko'rinishda ifodalaydi. Bundan vektorning o'zgarish qonuniyatini topish qiyin.

$$\frac{v}{c} = \sin \varphi = \operatorname{tg} \varphi \cos \varphi = \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}};$$

$$v = \frac{\operatorname{ctg} \varphi}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}} = \frac{F}{m} t \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{Ft}{mc}\right)^2}};$$

$$v = \frac{\frac{F}{m} t}{\sqrt{1 + \left(\frac{Ft}{mc}\right)^2}} \quad (1.2.35)$$

Buni grafikda tasvirlaymiz $t \rightarrow 0 \quad v \rightarrow 0 \quad t \rightarrow \infty \quad v \rightarrow c$

Natija:

1. Agar klassik va relyativistik zarracha bir xil doimiy kuch ta'sir qilsa bir xil vaqt momentida relyativistik zarrachaning tezligi klassik zarrachaning tezligidan kichikroq bo'ladi. Bunga sabab relyativistik zarraning og'irroq bo'lib borishidir
2. Ko'rinib turibdiki hech qanday zarrachaning tezligini yorug'lik tezligiga teng tezligacha tezlashtirib bo'lmaydi, buning uchun cheksiz vaqt lozim bo'lar edi.

1.3. Zarralarning parchalanishi mexanizmi

Mexanik jarayonlarning ko'pchilik hollarda energiya va impul'sning saqlanish qonunlari asosida tadqiq etish mumkin. Biz zarraning «o'z-o'zidan» ya'ni tashqi kuchlarning ta'sirisiz parchalanish jarayonini tahlil qilamiz. Bunda dastlabki zarra parchalanishdan keyin ikkita boshqa zarrachaga parchalansin.

Eng oddiy hol bu zarracha parchalangunga qadar tinch turgan deb qaraladi. Impulsning saqlanish qonuniga ko'ra yozamiz.

$$\vec{P}_1 + \vec{P}_2 = \vec{P}_{10} + \vec{P}_{20} \quad (1.3.1)$$

Agar dastlab zarralar tinch turgan bo'lsa, $\vec{P}_{10} = 0, \vec{P}_{20} = 0$.

$$\vec{P}_1 + \vec{P}_2 = 0 \quad \vec{P}_1 = -\vec{P}_2 \quad P_1^2 = P_2^2 = P_0^2 \quad (1.3.2)$$

Ya'ni bu zarralar miqdoran teng va qarama-qarshi yo'nalgan impul'slarga ega bo'ladi.

Parchalanuvchi zarraning ichki energiyasini E_i deb belgilab energiyaning saqlanishini parchalanish uchun yozamiz.

$$E_i = E_{1i} + E_{2i} + T_1 + T_2 = E_{1i} + E_{2i} + \frac{P_1^2}{2m_1} + \frac{P_2^2}{2m_2}$$

$$E_i = E_{1i} + \frac{p_0^2}{2m_1} + E_{2i} + \frac{p_0^2}{2m_2} \quad (1.3.3)$$

Bu erda m_1, m_2 hosil bo'lgan zarralarning massalari E_{1i}, E_{2i} ularning ichki energiyalari. Zarra parchalanishi uchun parchalanuvchi va parchalangan zarralar ichki energiyalarining ayirmasi musbat bo'lishi lozim. Odatda bu energiya farqini parchalanish energiyasi ε deb yuritiladi.

$$\frac{p_0^2}{2m_1} + \frac{p_0^2}{2m_2} = T_1 + T_2 = E_i - E_{1i} - E_{2i}$$

$$\varepsilon = E_i - E_{1i} - E_{2i} \quad (1.3.4)$$

Demak, yuqoridagi munosabatga ko'ra quyidagi ifodaga ega bo'lamiz.

$$\varepsilon = \frac{p_0^2}{2} \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right) = \frac{p_0^2}{2m} \quad m = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (1.3.5)$$

Bu erda m -hosil bo'lgan zarralarning keltirilgan massasi. Zarralarning tezligi esa ularning impul'si orqali aniqlanadi:

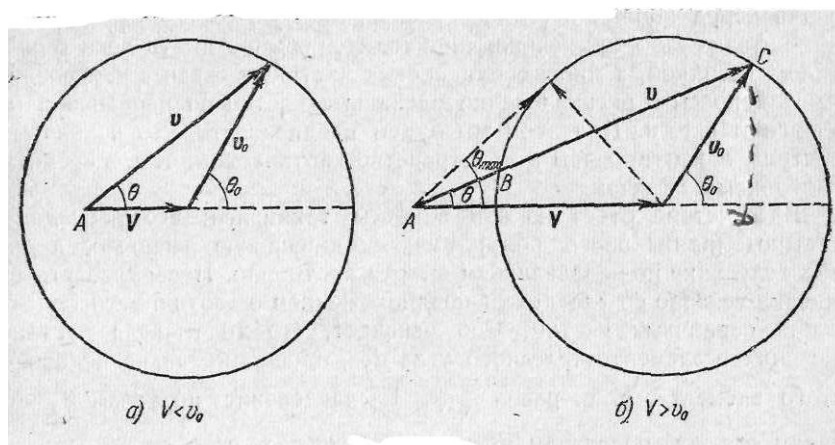
$$v_{10} = \frac{P_0}{m_1} \quad v_{20} = \frac{P_0}{m_2} \quad (1.3.6)$$

Endi dastlabki zarracha parchalangunga qadar v tezlik bilan harakatlanuvchi sanoq tizimiga o'tamiz. Odatda bu sanoq tizimini laboratoriya sanoq tizimi (yoki L tizim) deb yuritiladi. Zarralarning to'liq impul'slari nolga

teng bo'lgan tizim esa inertsia markazi tizimi (yoki M tizim) deb yuritiladi. Parchalanuvchi zarralardan birining tezligi L va M tizimlarga nisbatan mos ravishda tezliklari v va v_0 bo'lsa, u holda $\vec{v} = \vec{V} + \vec{v}_0$ bo'lganligi uchun quyidagi natijaga ega bo'lamiz.

$$v^2 + V^2 - 2vV \cos \theta = v_0^2, \quad (1.3.7)$$

bu erda θ - zarrachaning V tezlik yo'nalishiga nisbatan uchib chiqish burchagi. Bu tenglama parchalanish natijasida hosil bo'lgan zarrachaning L tizimdagi tezligini aniqlaydi. Bu munosabatni -chizma- ko'rsatilgan diagramma yordamida tasvirlash mumkin.



Chizma-4. Zarralarning parchalanish diagrammasi.

Ikki hol bo'lishi mumkin $V < v_0, V > v_0$. Birinchi holda zarracha ixtiyoriy burchak ostida uchib chiqishi mumkin. Ikkinchi holda esa zarracha quyidagi tenglik bilan aniqlanuvchi burchakdan katta bo'lmagan burchak ostida faqat oldinga uchib chiqishi mumkin:

$$\sin \theta_{\max} = \frac{v_0}{V} \quad (1.3.8)$$

L va M tizimlardagi uchib chiqish burchaklari θ va θ_0 orasidagi bog'lanishni ham shu diagrammalar asosida topish mumkin.

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\tilde{N}D}{AD} = \frac{v_0 \sin \theta_0}{V + v_0 \cos \theta_0} = \frac{\sin \theta}{\cos \theta}$$

$$\sin \theta (V + v_0 \cos \theta_0) = v_0 \sin \theta_0 \cos \theta$$

$$V \sin \theta = v_0 (\sin \theta_0 \cos \theta - \sin \theta \cos \theta_0)$$

$$\sin(\theta_0 - \theta) = \frac{V}{v_0} \sin \theta$$

$$\theta_0 - \theta = \arcsin\left(\frac{V}{v_0} \sin \theta\right)$$

$$\theta_0 = \theta + \arcsin\left(\frac{V}{v_0} \sin \theta\right)$$

$$\cos \theta_0 = \cos \left\{ \theta + \arcsin\left(\frac{V}{v_0} \sin \theta\right) \right\}$$

$$\cos \theta_0 = \cos \theta \cos \left[\arcsin\left(\frac{V}{v_0} \sin \theta\right) \right] - \sin \theta \sin \left[\arcsin\left(\frac{V}{v_0} \sin \theta\right) \right]$$

$$\cos \alpha = \pm \sqrt{1 - \sin^2 \alpha} \quad (1.3.9)$$

$$\cos \theta_0 = \pm \cos \theta \sqrt{1 - \frac{V^2}{v_0^2} \sin^2 \theta} - \frac{V}{v_0} \sin^2 \theta$$

Birinchi diagrammadan ko'rinadiki $V < v_0$ bo'lsa θ_0 va θ burchaklar orasidagi bog'lanish bir qiymatlidir. Bunda oxirgi formuladagi ildiz oldida musbat ishora olinadi (chunki $\theta=0$ bo'lganda $\theta_0=0$ bo'lishi lozim). Agar $V > v_0$ bo'lsa θ_0 va θ burchaklar orasidagi bog'lanish bir qiymatli emas: ya'ni θ ning har bir qiymatiga aylana markazidan B va C nuqtalarga o'tkazilgan ikkita θ_0 burchak mos keladi. Ularga (4.9) ifodadagi ildiz oldidagi musbat va manfiy ishoralar mos keladi.

Real fizikaviy jarayonlarda bir emas bir nechta bir xil zarralarning parchalanishi sodir bo'ladi. Bu holda parchalanish oqibatida hosil bo'luvchi zarralarning yo'nalaishlar yoki energiyalar bo'yicha taqsimotini bilish muhim ahamiyatga ega bo'ladi. Masalani soddalashtirish uchun dastlabki zarrachalar fazoda xaotik joylashgan deb faraz qilamiz.

M tizimda bu savolga soddagina javob berish mumkin: barcha hosil bo'luvchi zarrachalar bir xil energiyaga ega bo'lishadi va ularning uchib chiqish yo'nalishlari bo'yicha taqsimoti izotrop bo'ladi. Bu xulosa dastlabki zarralarning xaotik taqsimotga ega ekanligi bilan bog'liqdir. Bu shuni anglatadiki $d\Omega_0$ fazoviy burchak elementi ichida uchuvchi zarralarning ulushi unga proporsionaldir, ya'ni

$$\frac{d\Omega_0}{4\pi} \text{ ifoda bilan aniqlanadi. } d\Omega_0 = 2\pi \sin \theta_0 d\theta_0 \text{ ekanligini inobatga olib,}$$

zarralarning θ_0 burchaklar bo'yicha taqsimlanishini tavsiflovchi quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$\frac{d\Omega_0}{4\pi} = \frac{1}{2} \sin \theta_0 d\theta_0 \quad (1.3.10)$$

L tizimdagi burchaklar bo'yicha taqsimot esa ushbu ifodani mos almashtirishlar yordamida hosil qilinadi. Masalan, L tizimda zarralarning kinetik energiyalar bo'yicha taqsimotini topaylik. Buning uchun

$$v^2 = v_0^2 + V^2 + 2v_0V \cos \theta_0$$

Tenglikni kvadratga ko'tarib diferensialini qarab quyidagi natijani hosil qilamiz:

$$d \cos \theta_0 = \sin \theta_0 d\theta_0 = \frac{d(v^2)}{2v_0V}.$$

Endi zarraning kinetik energiyasi $T = \frac{mv_0^2}{2}$ ekanligini inobatga olib, (1.3.10)

formuladan biz izlayotgan taqsimotni hosil qilamiz

$$\frac{d\Omega_0}{4\pi} = \frac{1}{2} \sin \theta_0 d\theta_0 = \frac{dT}{2mv_0V} \quad (1.3.11)$$

Ko'rinib turibdiki, zarralarning kinetik energiyalari $T_{\min} = \frac{m}{2}(v_0 - V)^2$ dan

$T_{\max} = \frac{m}{2}(v_0 + V)^2$ gacha bo'lgan qiymatlarni qabul qila oladi. Bu oraliqdagi energiya qiymatlarini qabul qiluvchi zarrachalar (1.3.11) ifodaga ko'ra bir jinsli taqsimlanishgandir.

Modda zarralari orasidagi o'zaro ta'sir kuchlarining tabiatini aniqlash muammosi ham "ikki jism masalasi" yordamida hal etilishi mumkin. Elastik to'qnashuvda zarralarning ichki holati o'zgarmaydi. Shuning uchun ikki zarradan iborat sistemaning energiyasi va impulsi saqlanadi. Qo'yiladigan masala to'qnashuv gacha bo'lgan tezliklar orqali to'qnashuvdan keyingi tezliklarni topishdir. Zarralarni M tizimini e'tiborga olgan holda yozamiz.

Agar m_1 va m_2 massali zarraning to'qnashuvigacha L - tizimdagi tezliklari v_1 va v_2 . Unda inertsia markazi tezligini topamiz.

$$\vec{R} = \frac{m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2}{m_1 + m_2} \quad \vec{v}_c = \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2} \quad (1.3.12)$$

To'qnashuvigacha inertsia markaziga nisbatan zarralarning tezliklarini v_{10} va v_{20} deb belgelaymiz. Zarralarning L - tizimdagi tezligidan inertsia markazi tezligini ayiramiz.

$$\begin{aligned} \vec{v}_{10} &= \vec{v}_1 - \vec{v}_c = \vec{v}_1 - \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2} = \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_1 - m_1 \vec{v}_1 - m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} (\vec{v}_1 - \vec{v}_2) \\ \vec{v}_{20} &= \vec{v}_2 - \vec{v}_c = \vec{v}_2 - \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2} = \frac{m_1 \vec{v}_2 + m_2 \vec{v}_2 - m_1 \vec{v}_1 - m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2} = \frac{-m_1}{m_1 + m_2} (\vec{v}_1 - \vec{v}_2) \end{aligned}$$

Inertsia markazi tizimida zarralar sistemasining impulsi nolga teng. To'qnashuvdan keyin yo'nalishlar teskari bo'ladi. Elastik to'qnashuvda kinetik energiya saqlanadi, shuning uchun nisbiy tezliklarning absolyut qiymatlari o'zgarmaydi. Birinchi zarraning to'qnashuvdan keyingi tezligi yo'nalishida $\vec{n}$ vektor kiritamiz.

Demak to'qnashuvdan keyingi tezliklar orqali ifoda quyidagicha.

$$\vec{v}_{10}' = \frac{m_2}{m_1 + m_2} |\vec{v}_1 - \vec{v}_2| \vec{n} \quad \vec{v}_{20}' = \frac{-m_1}{m_1 + m_2} |\vec{v}_1 - \vec{v}_2| \vec{n} \quad (1.3.13)$$

Endi laboratoriya tizimida to'qnashuvdan keyingi tezliklar uchun ifoda yozish uchun (1.3.13) ifodalarga inertsia markazi tezligini qo'shish kifoya.

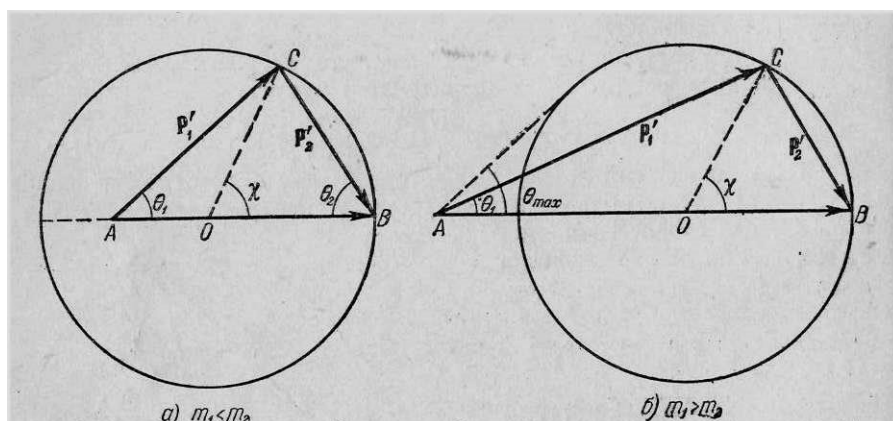
$$\begin{aligned} \vec{v}_1' &= \frac{m_2}{m_1 + m_2} |\vec{v}_1 - \vec{v}_2| \vec{n} + \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2} \\ \vec{v}_2' &= \frac{-m_1}{m_1 + m_2} |\vec{v}_1 - \vec{v}_2| \vec{n} + \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2} \end{aligned} \quad (1.3.14)$$

$\vec{n}$ vektorning yo'nalishi esa zarralarning o'zaro ta'sir qonuniga va ularning to'qnashuv vaqtidagi o'zaro joylashuviga bog'liq bo'ladi.

Olingan natijalarni geometrik izohlash uchun (1.3.14) ifodalarni mos ravishda m_1 va m_2 ga ko'paytiramiz va impulsarga o'tamiz. $|\vec{v}_1 - \vec{v}_2| = v$ zarralarning nisbiy tezligi.

$$\begin{aligned}\vec{p}_1' &= mv\vec{n} + \frac{m_1}{m_1 + m_2}(\vec{p}_1 + \vec{p}_2), & \vec{p}_2' &= -mv\vec{n} + \frac{m_2}{m_1 + m_2}(\vec{p}_1 + \vec{p}_2) \\ m &= \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} & \vec{p}_1' + \vec{p}_2' &= \vec{p}_1 + \vec{p}_2\end{aligned}\quad (1.3.15)$$

Radiusi mv bo'lgan aylana chizamiz. Birlik vektor $\vec{n}$ $\vec{OC}$ bo'yicha yo'naladi. $\vec{AC}$ va $\vec{CB}$ mos ravishda $\vec{p}_1'$ va $\vec{p}_2'$.



Chizma 6. Zarralarning to'qnashish diagrammasi.

Birinchi rasmdan quyidagilarni yozish mumkin.

$$\begin{aligned}\vec{AO} + mv\vec{n} &= \vec{p}_1' & \vec{AO} &= \vec{p}_1' - mv\vec{n} & \vec{p}_1' + \vec{p}_2' &= \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \\ \vec{AO} &= \frac{m_1}{m_1 + m_2}(\vec{p}_1 + \vec{p}_2) & \vec{AB} &= \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \\ \vec{OB} &= \vec{p}_2' + mv\vec{n} & \vec{OB} &= \frac{m_2}{m_1 + m_2}(\vec{p}_1 + \vec{p}_2) = mv\vec{n}\end{aligned}$$

$\vec{p}_1 + \vec{p}_2$ berilishiga ko'ra aylana radiusi va A nuqta o'zgarmaydi. C nuqta ixtiyoriy holatni egallashi mumkin. $m_1 < m_2$ bo'lsa A nuqta aylana ichida, $m_1 > m_2$ bo'lsa aylana tashqarisida yotadi. Rasmdagi θ_1 va θ_2 burchaklar to'qnashgan

zarralarning $\vec{p}_1 + \vec{p}_2$ yo'nalishga nisbatan og'ish burchaklari bo'lib ular dastlabki zarra impul'sining yo'nalishiga nisbatan olingan.

Rasmda tasvirlangan $\vec{n}$ birlik vektorning yo'nalishi χ burchak orqali belgilangan bo'lib u M tizimda birinchi zarrachaning burilish burchagini tavsiflaydi. θ_1 va θ_2 burchaklar χ burchak orqali ifodalarini topamiz.

OCB uchburchak teng yonli shuning uchun burchaklar uchun quyidagi o'rinli.

$$\chi + 2\theta_2 = \pi \quad \theta_2 = \frac{\pi - \chi}{2}$$

$$\operatorname{tg} \theta_1 = \frac{CD}{AD} = \frac{|OC| \sin \chi}{|AO| + |OC| \cos \chi} = \frac{\sin \chi}{\frac{|AO|}{|OC|} + \cos \chi}$$

$$\frac{|AO|}{|OC|} = \frac{\frac{m_1}{m_1 + m_2} |\vec{p}_1 + \vec{p}_2|}{mv} = \frac{\frac{m_1}{m_1 + m_2} \cdot mv \frac{m_1 + m_2}{m_2}}{mv} = \frac{m_1}{m_2}$$

$$\operatorname{tg} \theta_1 = \frac{\sin \chi}{\frac{m_1}{m_2} + \cos \chi} = \frac{m_2 \sin \chi}{m_1 + m_2 \cos \chi}$$

$$\operatorname{tg} \theta_1 = \frac{m_2 \sin \chi}{m_1 + m_2 \cos \chi} = \frac{CD}{AD} \quad \theta_2 = \frac{\pi - \chi}{2} \quad (1.3.16)$$

Endi zarralarning to'qnashuvdan keyingi tezliklarini χ burchak orqali ifodalari quyidagicha topiladi.

$$v_1' = \frac{\sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2m_1m_2 \cos \chi}}{m_1 + m_2} v, \quad v_2' = \frac{2m_1 v}{m_1 + m_2} \sin \frac{\chi}{2} \quad (1.3.17)$$

$\theta_1 + \theta_2$ - to'qnashuvdan keyingi ajralish burchagidir. $m_1 < m_2$ bo'lsa $\theta_1 + \theta_2 > \frac{\pi}{2}$

, $m_1 > m_2$ bo'lsa $\theta_1 + \theta_2 < \frac{\pi}{2}$ bo'ladi. $\chi = \pi$ bu markaziy to'qnashishdir.

I bobning xulosasi.

- Agar klassik va relyativistik zarracha bir xil doimiy kuch ta'sir qilsa bir xil vaqt momentida relyativistik zarrachaning tezligi klassik zarrachaning tezligidan kichikroq bo'ladi. Bunga sabab relyativistik zarraning og'irroq bo'lib borishidir
- Ko'rinib turibdiki hech qanday zarrachaning tezligini yorug'lik tezligiga teng tezlikgacha tezlashtirib bo'lmaydi, buning uchun cheksiz vaqt lozim bo'lar edi.

II 606. Relyativistik sohada jism inertligini o'zgarishi

2.1. Nyutonning dinamik qonunini relyativistik talqini

Erkin zarraning relyativistik Lagranj funksiyasini keltirib chiqarishda ikkita muhim xususiyatdan foydalaniladi.

1. Invariantlik.
2. Moslik prinsipi.

Klassik mexanikadagidek, zarra harakatining relyativistik tenglamalarini chiqarish uchun biz eng kichik ta'sir prinsipiga asoslanamiz.

Ma'lumki, erkin zarra uchun ta'sir:

$$S = -mc \int_a^b ds$$

ko'rinishda beriladi, bunda integral berilgan ikki hodisa orasidagi dunyoviy chiziq bo'yicha integralni ifodalaydi. Buni vaqt bo'yicha integralga aylantirib yozish mumkin

$$S = -mc^2 \int_{t_1}^{t_2} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} dt$$

Eng kichik ta'sir pinrintsipini umumiy ta'rifiga ko'ra

$$S = \int_{t_1}^{t_2} L dt$$

taqqoslagan holda zarraning relyativistik Lagranj funksiyasini

$$L = -mc^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (2.1.1)$$

ko'rinishda yozishimiz mumkin.

Zarraning relyativistik Lagranj funksiyasini keltirib chiqarishda ikkita muhim xususiyat invariantlik va moslik prinsipini inobatga olish muhimdir.

bu yerda m - zarraning massasi v -uning tezligi. Bundan zarraning impulsini keltirib chiqaramiz.

$$\vec{p} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial v_x} \vec{i} + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial v_y} \vec{j} + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial v_z} \vec{k} \quad (2.1.2)$$

$$\vec{p} = \text{grad}_v L \quad (2.1.3)$$

(2.1.1)dan ko'rinadiki Lagranj funksiyasi tezlik modulini funksiyasidir.

$$L = L(v) \quad (2.1.4)$$

U holda

$$\vec{p} = \text{grad } L(v) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial v} \text{grad } v \quad (2.1.5)$$

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial v} = -mc^2 \frac{1}{2} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} (-1/c^2) 2v = \frac{mv}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = p \quad (2.1.6)$$

$$\text{grad } v = \frac{\vec{v}}{v} \quad (2.1.7)$$

$$p = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2.1.8)$$

Shunday qilib, relyativistik zarraning impulsi klassik zarradan farqli ravishda v modulning chiziqli bo'lmagan funksiyasi ekan. Endigi vazifa relyativistik zarraga tashqi kuch ta'sir qilganda uning tezligi va ixtiyoriy vaqt momentidagi

koordinatalarini topamiz. Bizga ma'lumki, ta'sir tabiati qanaqa bo'lishidan qat'iy nazar jism impulsining vaqt bo'yicha o'zgarishi bu kuchga teng ya'ni

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F} \quad (2.1.16)$$

Agar jismga ta'sir qiluvchi kuchlarning teng ta'sir qiluvchisi 0 ga teng bo'lsa, ya'ni $F = 0$

$$p(t) = p_0 = \text{const} \quad (2.1.17)$$

ya'ni jismning impulsi o'zgarmas bo'ladi. Buni odatda impulsning saqlanish qonuni deyiladi. (2.1.16) dan ko'rinadiki jismning harakat tenglamasini topish uchun jismning impulsi va tezligi orasidagi bog'lanishni bilish lozim

$$p = p(v) \quad (2.1.18)$$

Oldingi natijalarga binoan impuls va tezlik quyidagicha bog'langan, ya'ni

$$\vec{p} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2.1.19)$$

Relyativistik zarraning impulsi tezlikka nochizig'iy bog'langan. Demak, harakat tenglamasi ham klassik fizikadan farqli ravishda nochizig'iy ko'rinishga ega bo'ladi. Endi shu tenglamani keltirib chiqaramiz.

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{p}}{dt} &= m \left\{ \vec{v} \frac{d}{dt} (1 - (v/c)^2)^{-1/2} + (1 - (v/c)^2)^{-1/2} \frac{d\vec{v}}{dt} \right\} \\ \frac{d}{dt} (1 - (v/c)^2)^{-1/2} &= \frac{1}{2} (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-3/2} (1/c^2) 2v \frac{dv}{dt} = (1 - (v/c)^2)^{-3/2} \frac{v}{c^2} \frac{dv}{dt} \\ \frac{d}{dt} (1 - (v/c)^2)^{-1/2} &= (1 - (v/c)^2)^{-3/2} \frac{v}{c^2} \frac{dv}{dt} \end{aligned} \quad (2.1.20)$$

Endi hisoblangan hosilani o'z o'rniga qo'yamiz.

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = m \left\{ (1 - (v/c)^2)^{-3/2} \frac{\vec{v}v}{c^2} \frac{dv}{dt} + (1 - (v/c)^2)^{-1/2} \frac{d\vec{v}}{dt} \right\} \quad (2.1.21)$$

(2.1.21) ni quyidagicha o'zgartiramiz

$$\vec{v} = v\vec{n} \quad (2.1.22)$$

bu yerda $v = |\vec{v}|$ - tezlik vektorining moduli, $\vec{n}$ esa tezlikning birlik vektori. U holda

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{dv}{dt} \vec{n} + v \frac{d\vec{n}}{dt} \quad (2.1.23)$$

(2.1.23)ning muhimligi shundaki u tezlik vektorining o'zgarishini quyidagi ikki holda eng sodda ko'rinishda bo'lishini ko'rsatadi.

1- hol.

$$\vec{F} \perp \vec{v} \quad \frac{dv}{dt} = 0; \quad \frac{d\vec{v}}{dt} = v \frac{d\vec{n}}{dt} \quad (2.1.24.-1)$$

2-hol.

$\vec{F} \parallel \vec{v}$ bu holda jism to'g'ri chiziqli harakat qiladi va tezlik vektorining yo'nalishi o'zgarmaydi.

$$\frac{d\vec{n}}{dt} = 0 \quad \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{n} \frac{dv}{dt} \quad (2.1.24-2)$$

Endi umumiy holda ko'rib chiqamiz. Buning uchun (2.1.23) dan foydalanamiz. Shunday qilib, relyativistik dinamikaning asosiy tenglamasini quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{F} = \frac{m}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \left[\frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \vec{n} \frac{dv}{dt} + v \frac{d\vec{n}}{dt} \right] \quad (2.1.25)$$

Buning muhimligi shuki F kuch va zarraning tezligi v bir-biriga nisbatan qanday burchakda yo'nalishidan qat'iy nazar, haqiqatan ham (2.1.25)dan ko'yidagi ikki natijani keltirib chiqarish qiyin emas.

$$1. \text{ hol } \frac{dv}{dt} = 0 \quad \vec{F} = \frac{mv}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \frac{d\vec{n}}{dt} \quad (2.1.25-1)$$

$$2. \text{ hol } \frac{d\vec{n}}{dt} = 0 \quad \vec{F} = \frac{m}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} \frac{dv}{dt} \vec{n} \quad (2.1.25-2)$$

(2.1.25-1)va (2.1.25-2) tenglamalarni quyidagi sof ko'rinishda yozish mumkin

$$\vec{F} = \frac{m}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (2.1.26-1) \quad \vec{F} = \frac{m}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (2.1.26-2)$$

oxirgi natijalarni klassik fizika bilan taqqoslaymiz

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (2.1.26-3)$$

(2.1.26-3)ni (2.1.26-1) va (2.1.26-2) bilan taqqoslaymiz va umumiy massa kelib chiqadi.

$$M_{\perp} = \frac{m}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \quad M_{\parallel} = \frac{m}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} \quad (2.1.27)$$

Bu munosabatni faqat taqqoslash ma'nosidagina ishlatish mumkin, chunki massani ikkiga ajratish ma'noga ega emas.

Natija: relyativistik dinamikaning asosiy tenglamasi $c \rightarrow \infty$ da harakatning klassik tenglamasiga o'tish mumkin.

$$\vec{F} = m \left[\vec{n} \frac{dv}{dt} + v \frac{d\vec{n}}{dt} \right] = m \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (2.1.28)$$

Oxirgi munosabat Nyutonning II qonuni bo'lib faqat jismning harakat tezligi va c yorug'lik tezligi ($v \ll c$) nisbat e'tiborga olinmasa bo'ladigan darajada kichik bo'lsa o'rinli. Bizga ma'lumki, atom fizikasida turli zarrachalarning parchalanishi va o'zaro to'qnashuvi muhim rol o'ynaydi va eng muhimi hozirgi zamon tezlatgichlari elektronlar yoki ionlarni yorug'lik tezligiga yaqin tezliklarga tezlashtirish imkoniyatini beradi va bu holda Nyutonning harakat tenglamasi yaroqsiz bo'lib qoladi, ya'ni tezlagichlarni (2.1.28) ga binoan loyixalashtirib bo'lmaydi.

2.2. Relyativistik o'lchamlar sohasi

Jism to'liq energiyasini uning massasi bilan bog'lovchi (2.1.16) munosabat MNN ning fundamental formulasi bo'lib, universal xarakterga ega. Bu formula qandaydir zarra yoki, zarralar sistemasining to'liq energiyasi bilan ularning inertligini xarakterlovchi inert massasi orasidagi bog'lanishni ifodalaydi. Undan ko'rinishicha agar qandaydir jism E to'liq energiyaga ega bo'lsa, uning inert massasi

$$m = \frac{1}{c^2} E \quad (2.2.1)$$

ga teng bo'ladi, aksincha, jismning inert massasi m ma'lum bo'lsa, $E = mc^2$ formula asosida uning to'liq energiyasini hisoblash mumkin, binobarin, (2.1.16) formula jismning inert massasi bilan to'liq energiyasi orasida mavjud bo'lgan mustahkam o'zaro bog'liqlikni ifodalaydi. Tabiatda energiya turli ko'rinishlarda uchraydi va uzluksiz ravishda uning bir ko'rinishdan boshqa ko'rinishga o'tishi yuz beradi. Shuningdek, jism massasi ham turli ko'rinishlarda uchraydi va uning yashash formasi o'zgarib turadi. Ammo massa bilan energiya har qanday ko'rinishda

bo'lishidan qat'i nazar, ular o'zaro (2.1.16) munosabat orqali bog'langan bo'ladi; ularning har qandai o'zgarishlari bir-biriga proportsional ravishda, (2.1.16) formula asosida yuz beradi. unda energiya yoki massa yo'qolmaydi va yo'qdan bor bo'lmaydi, balki ular bir turdan. boshqa turga o'tadi to'liq energiya va to'liq inert massaning kattaligi o'zgarmasdan saqlanadi. Masalan, yetarli katta tezlik bilan harakatlanuvchi elektron va pozitron o'zaro to'qnashib, ikkita t-kvant energiyaga aylanadi. Elektron va pozitron tinchlikdagi massaga ega, ularning to'qnashuvi natijasida chhosyl bo'lgan t-kvantlar esa tinchlikdagi massaga ega emas, ammo inert massaga ega, bu ular biror to'siqqa uchraganda seziladi (yorug'lik bosimi). Shunday qilib, bunda energiya ham, massa Ham bir ko'rinishdan boshqa ko'rinishga (tinchlikdagi masea harakatdagi inert massaga. aylanadi va h.k.) o'tishiga qaramay, to'liq energiya va to'liq massa o'zgarmaydi va ular orasidagi (2.1.16) munosabat saqlanadi. Shuning uchun (2.1.16) formula massaning energiya aylanishini. yoki aksincha, energiyaning massaga aylanishini ko'rsatadi deyish, mutlaqo noto'g'ri. Agar biror protsessda energiya butunlay yo'qolib, massa paydo bo'lsa yoki aksincha massa yo'qolib, energiyaga aylansa, shunday deyish mumkin edi. Haqiqatda esa, massa ham, energiya ham yo'qolmaydi v'a yangidan paydo bo'lmaydi, ular faqat o'zlarining bir ko'rinishidan boshqa ko'rinishiga o'zaro proportsional ravishda, (2.1.16) munosabatni qanoatlantirgan holda o'tishadi. Massa ham, energiya ham hamma vaqt bir vaqtda (2.1.16) munosabat bilan aniqlanuvchi -proportsiyada mavjud bo'ladi. Shuning uchun ham massaning energiyaga aylanishi, va akeincha, energiyaning massaga aylanishi haqida gaiirish mumkin emas: (2.1.16) tenglik massa bilan energyya orasidagi o'zaro bog'liqlikni xarakterlovchi munosabatdir, xolos. Bu formula hozirgi zamon fizikasining fun-damental qonunlaridan biri bo'lib, zamonaviy tezlatgichlar texnikasi va yadro energetikasi unga asoslanadi. (2.1.16) munosabat tajribada ishonchli tasdiqlangan. Bu munosabatning birinchi eksperimental tasdig'i radioaktiv yemirilish vaqtida ajralgan energiyaning boshlang'ich yadro massasidan yemirilish mahsulotlari massasining ayirmasi bilan taqqoslash orqali olingan. Shuningdek ${}_0n^1$ erkin neytron turg'un bo'lmasdan, ${}_1p^1$ protonga, 0^{e-1} elektronga va ν antineytrinoga (tinchlikdagi massasi nolga teng) bo'linadi: ${}_0n^1 \rightarrow {}_1p^1 + 0^{e-1} + \nu$ Tajribadabo'linish mahsulotlarining yig'indi kinetik energiyasi

$T=1,25 \cdot 10^{-13}$ J gatengligi topilgan, neytronning tinchlikdagi massasi esa proton va elektronlarning tinchlikdagi massalari yig'indisidan $13,9 \cdot 10^{-31}$ kg ga ortiq. Massaning bu kamayishiga mos keluvchi $E = 13,9 \cdot 10^{-31} (3 \cdot 10^8)^2 = 1,25 \cdot 10^{-13}$ J energiya, tajribada topilgan bo'linish mahsulotlarining T kinetik energiyasiga tengligi ko'rinib turibdi.

Hozirgi zamon tezlatgichlarida (sinxrotronda) tezlatilgan elektronlar energiyasi (2.1.16) formula yordamida hisoblanishi mumkin. ($\frac{mv^2}{2} = eV$ (7) dan V ni topib,

(8) ($m = \gamma m_0 = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}, \beta = \frac{v}{c}$) ni ham e'tiborga olgan holda, (2.1.16) ga qo'ysak, u

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - V_0^2/(c^2 - V_0^2)}}, \quad V_0 = \frac{eB}{m_0} r \quad (2.2.1)$$

ko'rinishni oladi. Elektron uchun e va m_0 ma'lum, s —doimiy kattalik, g — tezlatgichning egrilik radiusi bo'lib, berilgan tezlatgich uchun aniq kattalikka ega, binobarin, tajribadan V magnit maydonning kattaligini aniqlab, (2.2.1) formula asosida tezlatilgan elektron energiyasi hisoblab topilishi mumkin. Ikkinchi tomondan, tezlatilgan elektron energiyasi, uning boshqa zarralarga ta'siriga asoslangan usul bilan mustaqil ravishda tajribada aniqlanishi ham mumkin. Elektron energiyasining tajribada topilgan kattaligi, xatolar chegarasida (2.2.1) formula asosida hisoblangan nazariy kattaligi bilan bir xil bo'lishi aniqlangan. Demak, tezlatilgan elektron energiyasi va uning tezlatish protsessidagi xatti-harakati (2.2.2), ($\frac{mv^2}{2} = eV$) va (2.1.16) formulalarga asoslang'an nazariyaga tamomila mos keladi.

Bu esa aytilgan formulalarning eksperimental tasdiqlanishidir. (2.1.16) formulanyng to'g'riligini tasdiqlovchi yana birmisol, yadrolarning massa defekti va u bilan bog'liq bo'lgan bog'lanish energiyasidir. Ma'lumki, har qanday element yadrosi ${}_1^1\text{p}$ proton va ${}_0^1\text{n}$ neytronlardan tuzilgan bo'lib, ular yadroda yadro kuchlari ta'sirida ushlab turiladi. Yadro kuchlarining tabiati hali to'liq aniqlanmagan, ammo ${}_1^1\text{p}$ va ${}_0^1\text{n}$ larni yadroda ushlab turganligi sababli ular tortishish kuchlari bo'lishi kerak, binobarin, bu kuchlar ta'sirida yuzaga keluvchi, yadroda zarralar orasidagi

o‘zaro ta’sir energtasyasi manfiy kattalik bo‘ladi. Shuning uchun yadroning Eya to‘liq energiyasi unga kiruvchi proton va neytronlarning, E_n , E_p to‘liq energiyalari bilan manfiy ($-\Delta E_0$) o‘zaro aloqa energiyasining yig‘indisiga teng bo‘ladi:

$$E_y = E_p + E_n + (-\Delta E_0). \quad (2.2.3)$$

(2.1.16) ni nazarda tutib, so‘nggi tenglikdan

$$M_y = m_p + m_n - \Delta m_d \quad (2.2.4)$$

ifodani olamiz. Ko‘ramizki, yadroning M_y massasi, unga kiruvchi proton va neytronlarning m_p , m_n massalari yig‘indisidan, hamma vaqt $-\Delta m_d$ ga kichik bo‘ladi,— $-\Delta m_d$ yadroning massa defekti. deb yuritiladi:

$$\Delta m_d = (m_p + m_n) - M_y. \quad (2.2.5)$$

Massa defektining kattaligi yadrodagi zarralarni ushlab turuvchi kuchning ulchovi bo‘lib xizmat qiladi. Yadroning massa defekti qancha katta bo‘lsa, undagi zarralar bir-biri bilan shuncha mustahkam bog‘langan bo‘ladi. Shuning uchun ham, yadroning massa defektiga mos keluvchi

$$\Delta E_0 = \Delta m_d c^2 \quad (2.2.6)$$

energiya bog‘lanish energiyasi deb yuritiladi. Yadrodagi proton va neytronlarning umumiy soni yadroning A massa soniga teng bo‘lsa, yadroning bitta zarrasiga to‘g‘ri kelgan y e bog‘lanish energiyasi

$$\varepsilon = \frac{\Delta E_0}{A} = \frac{\Delta m_d c^2}{A} \quad (2.2.7)$$

ga teng bo‘ladi. Bitta zarraga to‘g‘ri keluvchi bog‘lanish energiya-sining A massa soniga bog‘lanib o‘zgarishi. Grafikdan ko‘ramizki, elementlar davriy sistemasining boshidagi elementlarning yadrolaridagi zarralar kuchsizroq bog‘langan yadrolarning massa soni ortgan sari bog‘lanish kuchaya borib, massa

soni 120 ga yaqin bo'lgan yadrolarda maksimumga erishadi. So'ngra massa soni ortishi bilan bu bog'lanish kuchsizlana boradi va davriy sistemaning oxiriga borib, bog'lanish shunday kuchsizlanadiki, massa soni 238 dan katta bo'lgan element yadrolari uzoq vaqt yashay olmaydi. Agar bunday yadrolar neytronlar bilan bombardimon qilinsa, ular taxminan bir xil bo'lgan ikki qismga parchalanadi. Hosil bo'lgan parchalarning massa soni 120 ga yaqin bo'lib, davriy sistemaning o'rtasiga joylashgan elementlarning yadrolari bo'ladi, shuning uchun ulardati zarralarning bittasiga to'g'ri kelgan bog'lanish energiyasi, boshlang'ich yadrodagiga qaraganda katta bo'ladi, ya'ni parchalanish natijasida hosil bo'lgan yadrolar-dagi zarralar bir-biri bilan boshlang'ich yadrodagiga qaraganda kuchliroq bog'langan bo'ladi. Shu tufayli, bo'linish natijasida hosil bo'lgan yadrolarning tinchliqdagi M_{Ya}^1 , M_{Ya}^2 massalari yig'indisi, boshlang'ich yadroning tinchlikdagi M_{Ya} massasidan kichik bo'ladi, binobarin,

$$\Delta M = M_{\text{я}} - (M_{\text{я}}^{(1)} + M_{\text{я}}^{(2)}) \quad (2.2.8)'$$

massa farqi yuzaga keladi. (2.2.6) ga ko'ra bu massa farqiga mos keluvchi $\Delta E = \Delta M c^2 = [M_{\text{я}} - (M_{\text{я}}^{(1)} + M_{\text{я}}^{(2)})] \cdot c^2$ (2.2.9)

energiya parchalanish vaqtida hosil bo'lgan yadrolarning kinetik energiya-lari va bunda yuzaga keluvchi nurlanish energiyasi ko'rinishida, og'ir yadro parchalanganda ajraladi. Bu esa, yadro reaktorlarida va atom bombasi portlaganda ajraluvchi atom energiyasidir.

Xuddi shuningdek, davriy sistemaning boshida joylashgan ikkita yengil element yadrolarining birikishi natijasida davriy sistemaning o'rtasiga yaqin joylashgan, yangi og'irroq element yadrosi hosil bo'ladi. Og'ir yadrodag zarralar boshlang'ich yengil yadrodag zarralarga qaraganda kuchliroq bog'langan bo'ladi. Shu boisdan hosil bo'lgan og'ir yadro massasi qo'shiluvchi yadrolar massasidan kichik bo'ladi, ya'ni

$$\Delta M = (M_{\text{я}}^{(1)} + M_{\text{я}}^{(2)}) - M_{\text{я}} \quad (2.2.10)$$

massa farqi yuzaga keladi. Bu massa farqiga mos keluvchi $\Delta E = \Delta M c^2$ energiya birikish reaksiyasi vaqtida ajraladi. Bu esa vodorod bombasi portlaganda ajraladigan energiyadir. Birikish reaksiyalari juda yuqori temperaturalarda amalga oylanligi sababli ular termoyadro reaksiyasi deb yuritiladi. Boshqariluvchi termoyadro reaksiyasini amalgam oshirish va bunda ajraluvchi energiyadan tinchlik maqsadlarida foydalanish, yo'llarini topish problemi ustida olimlar tinimsiz ishlaymoqdalar.

Shunday qilib, yadroning parchalanish va birikish reaksiyalari vaqtida juda katta miqdorda energiya ajralishi faqatgina MNN ning (2.1.16) formulasi asosida tushuntirilishi, mumkin, shu bilan birga, bu (2.1.16) formulaning to'g'riligini tasdiqlovchi dalil hamdir. (2.1.16) tenglik Eynshteyn formulasi deb ham yuritiladi. Bu formula energiya va massaning o'zaro ajralmas bog'liqligi va bir-biriga proporsionalligini ifodalaydi, shuning uchun u energiya va massaning ekvivalentligi qonuni deb ham yuritiladi. Massa va energiya zarralarning har xil fizikaviy xarakteristikalaridir, (2.1.16) ekvivalentlik qonuni faqatgina ularning bir-biriga proporsionalligini aniqlaydi. Hozirgi kunda (2.1.16) Eynshteyn formulasi ham, shuningdek,

$$(m = \gamma m_0 = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}) \quad (2.2.11),$$

$$\vec{p} = m \vec{V} = \gamma m_0 \vec{V} = \frac{m_0 \vec{V}}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.2.12)$$

formulalar ham yetarli ko'p tajriba dalillari bilan tasdiqlangan va ularning to'g'riligiga hech qanday shak-shubha yo'q. So'ngida, (2.1.16) asosida zarraning E to'liq energiyasi bilan r impulsi orasidagi bog'lanishni topaylik. (2.1.16) ni kvadratga ko'tarib, $E^2 \beta^2 = m^2 v^2 c^2 = p^2 c^2$ ekanini e'tiborga olsak, 4-energiya-impuls vektorining

$$(p^2 = \sum_{\nu=1}^4 p_{\nu}^2 = \sum_{\mu=1}^4 p_{\mu}^2 = -m_0^2 c^2 = \text{inv}) \quad (2.2.13)$$

invariantligi asosida topilgani

$$(E = c\sqrt{p^2 + m_0^2 c^2}) \quad (2.2.14)$$

munosabat kelib chiqadi: .

$$E = c\sqrt{p^2 + m_0^2 c^2} \quad (2.2.15)$$

2.3. Zarralarning massa o'zgarishlari

Harakat vaqtida jism o'z massasining qandaydir qismini yo'qotadi, undan bu jismni tashkil qiluvchi moddani zarrachalari ajraladi yoki aksincha unga yangi zarrachalar qo'shiladi, masalan ko'chaga suv sepayotgan avtomobilning harakati, platforma yuriyotganda yuklash va bo'shatish, yoqilg'i va poroxning yonishda hosil bo'layotgan gaz oqimini chiqarib tashlayotgan raketaning harakati va h.k. Bu barcha hollarda harakat vaqtida harakatlanayotgan jismning tezligiga emas, massasi ham o'zgarib turadi. Bunday hollar harakat mexanikasining umumiy qonunlari I.V. Meshcherskiy va K.E. Sialkovskiy tomonidan tadqiq qilingan edi. Sialkovskiy ularni kosmik kemaning texnikaviy loyihasini ishlashga tadbqiq qildi.

Ko'chaga suv sepayotgan avtomobilni harakatini qaraylik. Aytaylik, suv oqimi avtomobilga nisbatan yo'nalishi jihatdan avtomobilning yo'lga nisbatan tezligi v tezligiga mos keluvchi c doimiy tezlikka ega bo'lsin. Motor ishlayotganda g'ildirakning yo'l palasasiga turtilishi natijasida avtomobilga tasir qiluvchi kuch F ga teng oldinga yo'nalgan. F kuch avtomobilga nisbatan tashqi kuch bo'lib, u yer tomonidan qo'yilgandir. Oqib chiqish tezligi c suv chiqarib tashlayotgan soploneg kesim yuzasi o'zgarishsiz qolsa, suv sarfi vaqt davomida doimiy bo'ladi.

Har bir sekunda chiqarib tashlayotgan suv massasini μ orqali belgilaylik; u holda M -avtomobilning suv bilan birgalikdagi massasi vaqt o'tishi bilan tekis kamayib boradi va massani o'zgarish tezligini ushbuga teng bo'ladi:

$$-\frac{dM}{dt} = \mu \quad (2.3.1)$$

Yoki massaning saqlanish qonuni shunday yozish mumkin:

$$dM + \mu dt = 0 \quad (2.3.2)$$

bunda dM -avtomobilning suv bilan birgalikdagi massasining dt vaqt ichida kamayishi va μdt -suvning dt vaqt ichida oqib chiqadigan massasi 2.3.1 tenglamadagi minus ishora massaning kamayotganini bildiradi. Suvning har sekunddagi sarfi μ ni musbat kattalik deb hisoblaymiz.

Jismlar sistemasiga (avtomobil va chiqarib tashlayotgan suvga) harakat miqdorining o'zgarishi tashqi kuchlar impulsiga tengdir deb tariflagan harakat miqdorining o'zgarish qonun tadbiq qilamiz.

Aytaylik t vaqtda avtomobil M massaga va v tezlikka Mv ga teng bo'ladi. Biror dt vaqtdan keyin $t+dt$ paytda avtomobil massasi $M+dm$, uning tezligi $v+dv$ bo'ladi; dt vaqt ichida chiqarib tashlangan suv massasi μdt va uning yerga nisbatan tezligi $v+c$ bo'ladi. U holda $t+dt$ paytda harakat miqdori quyidagiga teng bo'ladi.

$$(M + \mu dt)(v + dv) + \mu dt(v + c)$$

Keyingi ifodadan Mv (ni ayirsak), harakat miqdorining dt vaqt ichidagi o'zgarishini olamiz va uni tashqi kuchning Fdt impulsiga tenglashtiramiz. Ikkinchi tartibli $\mu dt dv$ cheksiz kichik miqdorini hisobga olmasak, quyidagi hosil bo'ladi:

$$M dv + \mu c dt = F dt$$

Yoki

$$M \frac{dv}{dt} = F - \mu c \quad (2.3.3)$$

Bu tenglama o'z massasining bir qismini sekundiga μ sarf bilan oldinga c tezlikda chiqarib tashlayotgan jism uchun Meshcherskiy tenglamasidan iboratdir. Massaning jism tezlanishiga ko'paytmasi tasir qiluvchi F kuchdan chiqarilib tashlanuvchi massaning reaktiv kuchini ayrilganiga tengdir. Bunda chiqarib tashlanuvchi reaktiv kuch massa sarfi μ ni chiqarilib tashlanuvchi zarralarning nisbiy harakat tezligi c ga ko'paytmasiga teng.

Reaktiv kuch chiqarilib tashlanuvchi zarrachaga c tezlik berilishi natijasida yuzaga keladi. Suv zarralari avtomobilga nisbatan tinchlikda edi lekin qandaydir kuch ularga avtomobilga nisbatan tezlanish berishi natijasida ular c tezlik oldi. Bu kuchga qarama-qarshi tasir etuvchi kuch, dinamikaning uchinchi qonuniga ko'ra avtomobilga qo'yilgan va chiqarib tashlangan suvning tezligiga qarama-qarshi yo'nalgan: u aynan reaktiv kuchdir.

Jism har sekunda μ massali zarrachalarni o'ziga nisbatan istalgancha yo'nalgan c tezlik bilan chiqarib tashlab tursa, eng umumiy holda, reaktiv kuch

$$f = -\mu c \quad \text{bo'lishini ko'rsatish mumkin.}$$

Jismdan dt vaqt ichida μdt massali zarra ajraladi va ajrlandan keyin yerga nisbatan v_1 tezlikka ega bo'ladi t vaqt momentida jism Mv harakat miqdoriga ega edi. Keyingi $t+dt$ vaqt momentida qolgan jism

$$(M - \mu dt)(v + dv)$$

Harakat miqdoriga ega bo'ladi. Shu vaqt ichida jism tezligi dv ga o'zgaradi. μdt ajralgan massa quyidagi miqdoriga ega bo'ladi $\mu dt v_1$. Demak butun sistema harakat miqdorining dt vaqt ichida o'zgarishi quyidagicha bo'ladi

$$(M - \mu dt)(v + dv) + \mu dt v_1 - Mv = Mdv + \mu dt(v_1 - v) - \mu dt dv;$$

Dinamikaning ikkinchi qonuniga ko'ra harakat miqdorining o'zgarishi jismga o'sha vaqt ichida tasir qilib turgan F tashqi kuchning impulsiga tengdir. Shu sababli

$$Mdv + \mu dt(v_1 - v) = Fdt$$

Chunki ikkinchi tartibli kichik miqdor $\mu dt dv$ hadi nazarga olmasa ham bo'ladi. Tenglikni ikkala tomoni dt ga bo'lib, ham μ li hadni o'ngga o'tkazib, ushbuni topamiz.

$$M \frac{dv}{dt} = F + \mu(v - v_1) \quad (2.3.4)$$

Agar c ajralgan zarraning nisbiy tezligi bo'lsa, u holda $v+c=v_1$ yoki $v-v_1=-c$, shu sababli

$$M \frac{dv}{dt} = F - \mu c \quad (2.3.5)$$

Reaktiv kuch chiqarib tashlayotgan zarralarning jismdan chiqib ketish tezligiga qarama-qarshi yo'nalgan .

(2.3.5) formuladn foydalanib, uchish vaqtida o'z yo'lida havo olib, uni siqib unda yoqilg'ini yoqib va uni qizigan gazlar ko'rinishida katta tezlik bilan orqaga chiqarib tashlovchi samolyot turboreaktiv dvigatelning (yoki havo reaktiv dvigatelning) tortishish kuchini aniqlash mumkin. Turboreaktiv dvigatelda havo siquvchi kompressor bor bo'lib u chiqarib tashlanayotgan gazlar oqimi yo'lida joylashgan turbina vositasida harakatga keltiriladi.

Havo reaktiv dvigatelga kompressor va turbina yo'q. U o'zgaruvchan kesimli turbinadan iborat bo'lib, unda yoqilg'i samolyotning harakati natijasida so'riluvchi va siqiluvchi havoda yoqiladi. Havo reaktiv dvigateli faqat samolyot harakatlangandagina tortishish kuchi bera oladi. Reaktiv dvigatel birlik vaqt ichida qancha havo olsa, o'shancha havo chiqarib tashlaydi. Aytaylik samolyot v tezlikda uchayotgan bo'lsin, bunda dvigatel har sekundda μ_h havo miqdori oladi va chiqarib tashlaydi. Dvigatel gazlarni har sekunddagi sarfi μ_y bo'lgan yonish mahsuloti bilan birgalikda c tezlikda chiqarib tashlaydi. Atmosferadagi havo tinchlikda bo'lgaligi sababli, havo olayotganda samolyot orqaga μv reaktiv kuch

ta'sir qiladi. Gazlar oqimini (havo bilan yonish mahsulotlarini) itarib chiqarishda oldinga $(\mu_h + \mu_y)c$ ga teng bo'lgan reaktiv kuch tasir qiladi. Demak turboreaktiv yoki havo reaktiv dvigatelining oldinga yo'nalgan natijaviy reaktiv kuch quyidagiga teng:

$$\mu_h (c - v) + \mu_y c$$

Amalda $\mu_y \ll \mu_h$ bo'ladi, shuning uchun turboreaktiv yoki havo reaktiv dvigatelning reaktiv kuchini tarkiban yetarlicha aniqlik bilan quyidagiga teng deyish mumkin:

$$\mu_h (c - v)$$

Tortish kuchini ortirish uchun uchib chiquvchi zarralarning c tezligi samolyotning uchish tezligi v dan katta bo'lishi lozim. Demak harakat miqdorining saqlanish qonuniga ko'ra, samolyotning yerga nisbatan harakat miqdori ham bir sekundda shunday kattalikka ortishi lozim; shu sababli $\mu_h (c - v)$ reaktiv dvigatelning kuchning o'ziga tengdir.

Porox yoki suyuqlik bilan ishlaydigan raketa dvigateli uchun manzara boshqacha bo'ladi. Bu holda yoqilg'i ham oksidlanuvchi ham uchuvchi apparatga joylashgan sababli, dvigatel o'rnatilgan apparatning uchish tezligi qanday bo'lishidan qat'i nazar, raketa dvigatelining tortishish kuchi hamma vaqt μc ga teng bo'ladi; tortish kuchi atrof muhitga bog'liq bo'lmay, bo'shliqda uchishda ham mavjud bo'laveradi.

Raketa tezligining vaqtga bog'liqligini va unig massa bilan bog'lanishini harakat faqat reaktiv kuch ta'sirida yuz beradigan hol uchun (2.3.5) formuladan

chiqarish mumkin. Aytaylik boshlang'ich paytda raketaning massasi M_0 bo'lsin ; u holda t vaqt momentida

$M = M_0 - \mu t$ bo'ladi. (2.3.5) formulaga ko'ra raketadan otilib chiquvchi gazlarning c tezligi hamma vaqt trayektoriyaga urinma bo'yicha orqaga yo'nalganligini hisobga olib ushbuni yozish mumkin :

$$M \frac{dv}{dt} = \mu c, \text{ yoki } (M_0 - \mu t) dv = \mu c dt$$

Agar oxirgi tenglamani quyidagi tarzda ko'chirib yozsak :

$$\frac{dv}{c} = \frac{\mu dt}{M_0 - \mu t} \quad (2.3.6)$$

Buning o'ng va chap tomonlarini integrallash oson:

$$\begin{aligned} \frac{1}{c} (v - v_0) &= \int_0^t \frac{\mu dt}{M_0 - \mu t} = \ln M_0 - \ln(M_0 - \mu t) = \\ &= \ln \frac{M_0}{M_0 - \mu t} = \ln \frac{M_0}{M} \end{aligned} \quad (2.3.7)$$

Bundan

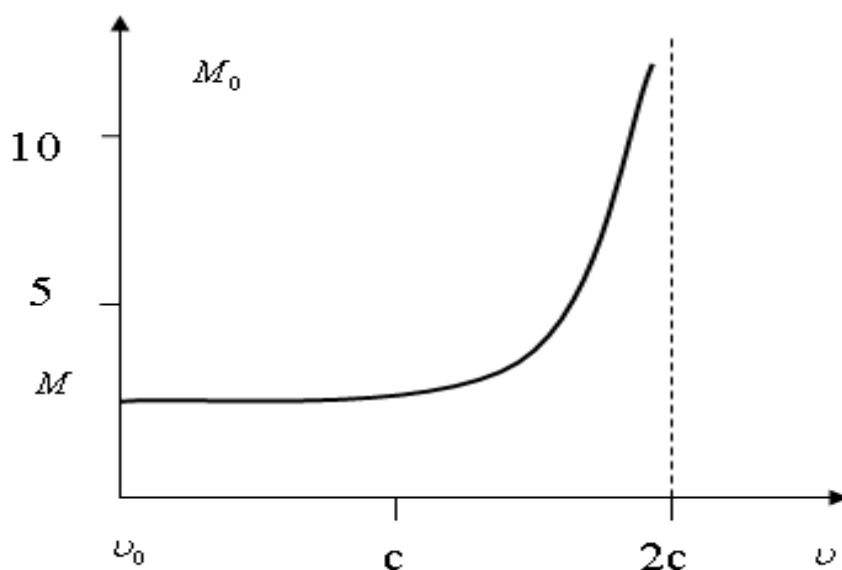
$$v - v_0 = -c \ln\left(1 - \frac{\mu t}{M_0}\right)$$

va

$$M_0 = M \exp\left(\frac{v - v_0}{c}\right)$$

Bu Sialkovskiy formulasining aynan o'zidir. Keyingi formulaning grafigi chizmada ko'rsatilgan. Agar M massaga v tezlik berish kerak bo'lsa, u holda raketaning boshlang'ich massasi M_0 boshlang'ich tezligi v_0 ga teng bo'lishi kerak.

Mo'ljallangan tezlik v ning ortishi bilan M_0 boshlang'ich massa eksponensial o'sa boradi.



Chizma 7 .Reaktiv harakatda massa o'zgarishi.

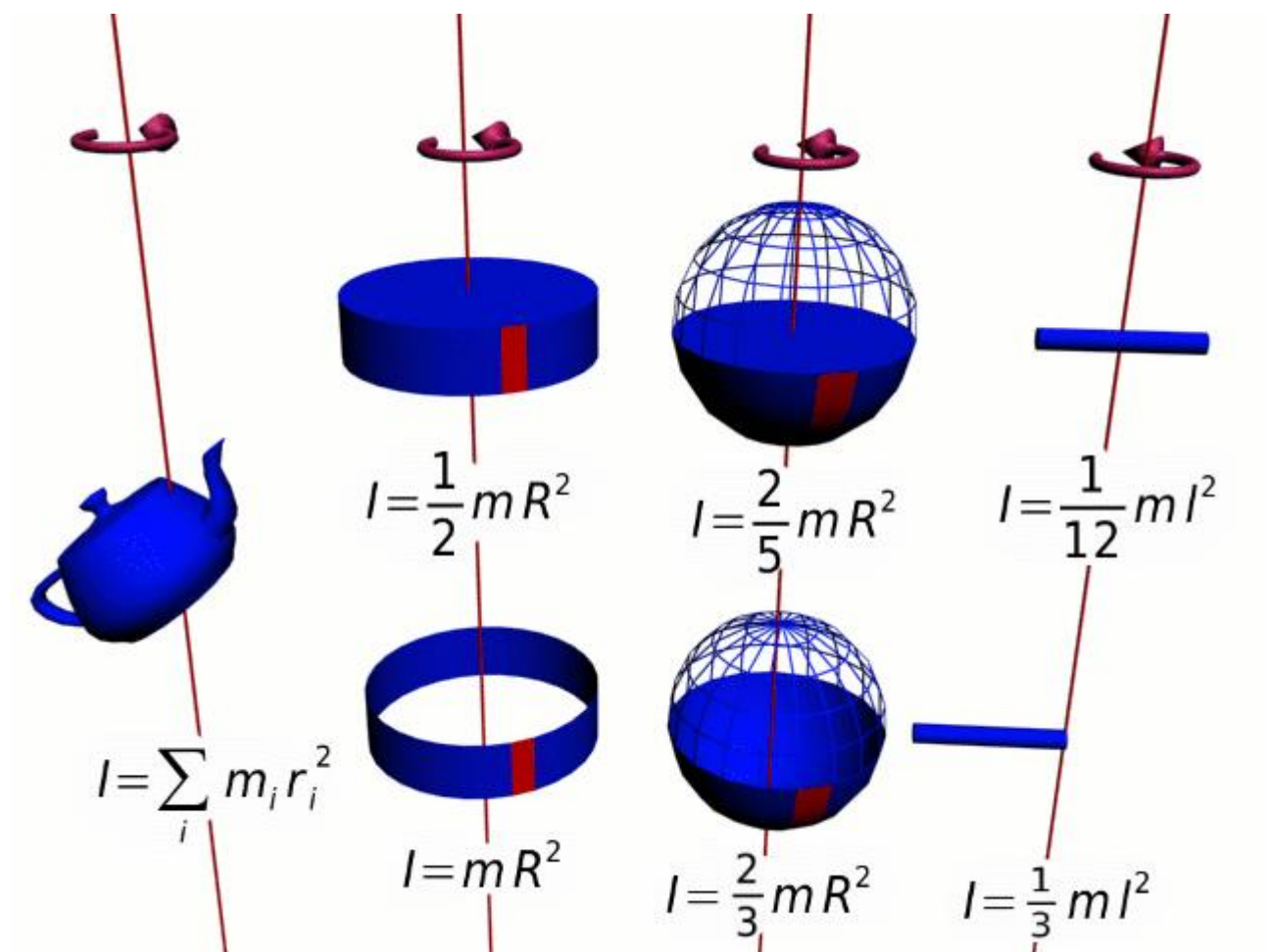
Agar $(v - v_0) \gg c$ da $\frac{M_0}{M_0 - \mu t}$ nisbat juda katta bo'ladi.

Raketa atmosferaning zich qatlamlarda harakatlanayotganda havoning qarshilik kuchini yengishga to'g'ri kelganidan , raketaning boshlang'ich massasi yuqorida hisoblagandan yana kattaroq bo'lishi lozim, biroq agar raketa atmosferaning zich qatlamlarini qarshilik kuchlarga nisbatan kichik bo'ladigan uncha katta bo'lmagan tezliklarda o'tayotgan bo'lsa, u holda M_0 massaning tegishli ortishi oz bo'ladi.

Jismning inertligi – jismning yo'nalishini o'zgarishiga yoki harkat tezligini o'zgarishiga, qarshilik ko'rsatuvchi xossasi.

Massa – jismning inertligi o'lchovi. Jismning inertligi massaning oshishi va aylanish o'qiga nisbatan elkaning uzayishi bilan oshadi. Inerstiya momentini quyidagi chizmalarda ko'rish mumkin (rasm-8). Rasmdan ko'rinadiki diskning inertligi massa yoki radiusning o'sishi bilan osha boradi. Masalan 10000 kg

massali va 1 metr radiusli silindrni, 1kg massali va 100 metr radiusli diskni aylantirish yoki to'xtatish kabi og'irdir.



Chizma 8. Jismning inersti yasining massa o'zgarishi va aylanish o'qiga nisbatan elkaning uzayishida o'zgarishi.

«Agar men biror massani Olamdagi boshqa barcha massalardan etarlicha masofaga uzoqlashtira olsam, bu massaning inertligi nolga intilishi kerak.»
A.Eynshteyn.

II bobning xulosasi.

1. Hozirgi zamon tezlatgichlari elektronlar yoki ionlarni yorug'lik tezligiga yaqin tezliklargacha tezlashtirish imkoniyatini beradi va bu holda Nyutonning dinamik tenglamasi yaroqsiz bo'lib qoladi. Shuning uchun relyativistik dinamik tenglama bu masalani hal qilish imkonini beradi.

2. Yadroviy o'lchamlar sohasidagi fizikaviy hodisalarni relyativistik qonuniyatlar bilan tushuntirish mumkin. va bu sohada massa aditivligi buziladi.

3. Harakatlanuvchi jismning massasi o'zgarib borishi natijasida uning tezligi va inertligining o'zgarishlarini Sialkoviskiy va Misherskiy tenglamalari orqali ifodalash mumkin.

Umumiy xulosa va tavsiyalar

Harakatdagi ob'ektlarning inertligi va traektoriyasi nazariy ifodalanishi mavzusidagi malakaviy bitiruv ishini bajarishda quyidagi xulosalar qilishim mumkin.

1. Zarralar harakati yo'nalishlari va inertliklarni o'zganish qonunlari va ularning keyingi harakat yo'nalishlarini tushuntirish uchun yetarli ma'lumotlar ishonchli manbalardan to'plandi.
2. Hozirgi zamon tezlatgichlari elektronlar yoki ionlarni yorug'lik tezligiga yaqin tezliklargacha tezlashtirish imkoniyatini beradi va bu holda Nyutonning dinamik tenglamasi yaroqsiz bo'lib qoladi. Shuning uchun relyativistik dinamik tenglama bu masalani hal qilish imkonini beradi.
3. Yadroviy o'lchamlar sohasidagi fizikaviy hodisalarni relyativistik qonuniyatlar bilan tushuntirish mumkin va bu sohada massa additivligi buziladi.
4. Umumlashgan koordinatlar soni mexanik sistemaning erkinlik darajalari soniga teng bo'ladi. Umumlashgan koordinatalar tushunchasi umumiy bo'lib har qanday mexanik sistema uchun qo'llanilishi mumkin.
5. Real fizikaviy jarayonlarda bir emas bir nechta bir xil zarralarning parchalanishi sodir bo'ladi. Bu holda parchalanish oqibatida hosil bo'luvchi zarralarning yo'nalishlar yoki energiyalar bo'yicha taqsimotini bilish muhim ahamiyatga ega bo'ladi.
6. Malakaviy bitiruv ishi uchun rejalashtirilgan ishlarini nihoyasiga etkazdim deb o'ylayman.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Мирзиёев Ш.М. Эркин ва фаровон, демократик Ўзбекистон давлатини биргаликда барпо этамиз. Тошкент. «Ўзбекистон» - 2016й. 56 бет.
2. Мирзиёев Ш.М. Буюк келажакимизни мард ва олижаноб ҳалқимиз билан бирга қурамиз. Тошкент. «Ўзбекистон» - 2017й. 488 бет.
3. Мирзиёев Ш.М. Қонун устиворлиги ва инсон манфаатларини тaminлаш – юрт тараққиёти ва халқ фаровонлигининг гаровидир. Тошкент. «Ўзбекистон» - 2016й. 56 бет.
4. А. Эйнштейн. Вопросы космологии и общая теория относительности. Собрание научных трудов — М.: Наука, 1965. — Т. 1 стр. 605.
5. WWW Зиёнет. Уз- ахборот таълим ресурслар интернет портали.
6. W.W.W Google. com. нинг тегишли портали.
7. O'zbekistonning inovatsion taraqqiyot-yoshlar nigohida.Fizika fanining bugungi rivojida ist'dodlli yoshlarning o'rni.Respublika yosh olimlar va iqtidorli talabalari ilmiy anjumani materiallari.Toshkent 8-9-aprel 2010 yil.176-178- betlar.
8. А.Рахимов, Б.О.Отакулов. Электродинамика ва нисбийлик назарияси. «Укитувчи» нашр. Тошкент 1986г. 194-245 бетлар.
9. А.С.Енохович. Справочник по физике. Москва «Просвещение». 1990 г. 228-251.
- 10.F'ayzullayev B.A. Nazariy mexanika . “Cho'lpon", T., 2011.
- 11.Голдстейн Г. Классическая механика. М., Наука, 1975,405 с
- 12.Савельев И. В. Основы теоретической физики. Т. 1. М.: Наука. 1991. 469
- 13.Ольховский И.И. Курс теоретической механики для физиков. М., МГУ., 1978., 574 с.
- 14.Каримхужаев А., Латипов А. Ш. Назарий механика масалаларда. Ўқув

кўлланма. Тошкент Университет. 1992. 84 бет.

- 15.Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. «Қисқача назарий физика курси" Т. 1. Тошкент: Ўқитувчи. 1975.
- 16.Коткин Л. Г., Србо В. Г. Сборник задач по классической механике. М.: 1977.319 с.
- 17.Мешчерский И.В. Назарий механикадан масаллар туплами Т.: «Ўқитувчи», 1992. 467 с.