

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

**NAVOIY KON-METALLURGIYA KOMBINATI
NAVOIY DAVLAT KONCHILIK INSTITUTI**

**ENERGO-MEXANIKA FAKULTETI
“UMUMIY FIZIKA” KAFEDRASI**

«FIZIKA»

FANINNING MEXANIKA BO‘LIMIDAN

MA'RUZALAR MATNI

Muallilar: Xusanov Z.J., Baychayev F.X

NAVOIY-2019 yil

Ushbu ma'ruzalar matnida texnika oliy o'quv yurtlari uchun Fizika fanining namunaviy dasturida keltirilgan fizika fanining mexanika bo'limiga tegishli 9 ta ma'ruzalar matni keltirilgan. Mualliflar ma'ruzalarni mexanika bo'limiga oid barcha asosiy qonuniyat va tushunchalarni qamrab olgan holda talabalarga tushunarli va sodda tilda bayon qilishga harakat qilishgan.

Taqrizchilar: Navoiy Davlat konchilik instituti
"Umumiy fizika" kafedrasi mudiri, dotsenti, f-m.f.n Urunov I.O
Navoiy Davlat konchilik instituti
"Электр энергетикаси" kafedrasi dotsenti, t.f.n. Tavbayev A.N

Ma'ruzalar matni NDKI "Umumiy fizika" kafedrasi yig'ilishida muhokama qilingan va tavsiya etilgan.

KIRISH

Hozirgi kunda yurtimizda bo'lajak muhandislarga barcha fanlardan nazariy va amaliy bilim berish ustuvor ahamiyat kasb etmoqda. Bunda Fizika fanining o'rni beqiyos. Sababi uning yutuqlaridan qishloq xo'jaligining barcha sohalarida foydalanib kelinmoqda. Shu maqsadda talabalarga tavsiya qilinayotgan ushbu fizika fanining mexanika bo'limidagi oid ma'ruzalar matni talabalarga o'z mutaxassis fanlarini puxta o'rganishlariga oz bo'lsada yordam beradi.

Ushbu ma'ruzalar matni 9 ta mavzudan iborat bo'lib, rivojlangan mamlakatlar oliy o'quv yurtlarining nufuzli oliy o'quv yurtlari o'qituvchilari tomonidan yaratilgan o'quv adabiyotlaridan foydalanilgan holda ishlab chiqildi. Bunda har bir ma'ruza tayanch iboralar, mavzuga tegishli chizmalar va matematik formulalar va nazorat savollari keltirilgan.

1-ma'ruza. KLASSIK MEXANIKA ASOSLARI

Reja:

1. Fizika fani haqida. Fizikaviy tadqiqot usullari, gipoteza, nazariya, amaliyot.
2. Fizika fanining boshqa fanlar bilan aloqasi. Fizika va texnika.
3. Fizikaviy kattaliklar va ularning o'lchov birligi. Fizikaviy birliklarning xalqaro sistemasi.
4. Fazo va vaqt.
5. Hosila va integrallning fizikaviy masalalarga tadbiqu. Absolyut qattiq jismning erkinlik darajasi

Tayanch so'z va iboralar: Fizika, materiya, harakat, fizik qonun va hodisa, tajriba, kuzatish, eksperiment, gipoteza, fizik nazariya, fizik model, fizika va boshqa fanlar, fizika va texnika, fizik kattaliklar, asosiy va qo'shimcha birliklar.

Fizika fani haqida. Fizikaviy tadqiqot usullari, gipoteza, nazariya, amaliyot.

Fizika grekcha «Physis» so'zidan olingan bo'lib, tabiat maonosini bildiradi. Fizika fani boshqa fanlar kabi bizni urab olgan moddiy dunyoni-materiyaning ob'yektiv xossalarini urganadi.

Materiya tushunchasi ob'yektiv reallikni ifodalaydigan falsafiy kategoriya bo'lib, bu ob'yektiv reallikni inson o'z sezgilari bilan idrok qiladi, undan nusxa oladi va aks ettiradi. Materiya bizni sezgi organlarimizga bog'liq bo'lmagan holda yashaydi.

Materiya ikki kurinishda – modda (elementar zarralar -elektron, proton, neytron v. b., atom va molekulalar, ionlar, fizik jismlar) va fizik maydonlar (gravitatsion, kuchli, kuchsiz, elektronmagnit) shaklida bo'ladi.

Fizika materiya harakatining eng umumiy kurinishlarini va ularni bir-biriga aylanishlarini urganadi. Masalan, yer va osmon jismlarining hammasi ximiyaviy jihatdan sodda yoki murakkabligidan katoiy nazar fizika kashf qilgan butun dunyo tortishish qonuniga buysunadi. Hamma tabiatda bo'ladigan jarayonlar fizika aniqlagan qonunga – energiyaning saklanish qonuniga buysunadi.

Fizika barcha tabiat fanlarining muvaffakiyatli rivojlanishi uchun zarur bo'lgan tadqiqot uslublarini ishlab chiqadi va zarur asboblarni yaratishga imkon beradi. Masalan, mikroskopning biologiya fani taraqqiyotdagi, spektral analizning kimyodagi, rentgen analizning tibbiyot taraqqiyotdagi, teleskopning astronomiyadagi ahamiyati kattadir.

Stoletovni fotoeffekt hodisasi ustida olib borgan ishlari hozirgi zamon televideniyesi va avtomatikasining taraqqiyotda keng kullanilmokda. Fizika fanining kishlok xujaligi maxsulotlari ishlab chikarishdagi roli ham kattadir. 1778 yili Komov "Dehqonchilik haqida" degan kitobida shunday deb yozgandi: "Dehqonchilik deyarli boshqa fanlar qatori butun fizika bilan chambarchas bog'liqdir, uning o'zi ham amaliy fizikaning bir kisimidir". Qishlok xujalik usimliklarining xayot faoliyati jarayonlari usimlik rivojlanayotgan muhitning fizik sharoitlariga: yorulik, issiklik, temperatura, namlik, bosim va h.k. larga bog'liq bo'ladi. Bu sharoitlarni o'rganish fizikaning vazifalaridan biri hisoblanadi.

Fizik qonunlar tajribalardan olingan ma'lumotlarni umumlashtirish natijasida topiladi. Fizik qonunlar *fizik hodisalar* orasidagi ob'yektiv ichki bog'lanish va fizik kattaliklar orasidagi real munosabatlarni ifodalaydi.

Tabiatdagi mavjud jismlarning vaziyatini, xususiyatlarini va harakatlarini o'rganishda hamda ular bilan bog'liq bo'lgan jarayonlarni tasvirlashda quyilgan maqsadning mohiyatiga ko'ra *fizikada* har xil soddalashtirilgan uxshatmalardan (*modellardan*) foydalaniladi, ya'ni mavjud oboektlarni ularning ideallashtirilgan nusxasi-modeli bilan almashtiriladi. Shu maqsadda fizikaning mexanika bo'limida moddiy nuqta, mutlaq nuqta (absolyut) qattiq jism, uzluksiz (yaxlit) muhit deb ataladigan mexanikaviy o'xshatmalardan (*modellardan*) foydalaniladi.

O'rganilayotgan sharoitda geometrik o'lchamlari va shakli hisobga olinmaydigan hamda massasi bir nuqtaga to'plangan deb qaraladigan har qanday jism moddiy nuqta deb ataladi. Moddiy nuqta tushunchasi ilmiy abstraksiya hisoblanadi. Bu tushunchani kiritganda biz asosiy e'tiborni o'rganilayotgan hodisaning bosh mohiyatini aniqlab beruvchi tomonlarga qaratib, boshqa xususiyatlar (jismning geometrik o'lchamlari, tarkibi, ichki holati va bu holatning o'zgarishi kabi xususiyatlar) ni inobatga olmaymiz. Fizika fanida faqat birgina jism o'rganilmasdan bir necha jismlar to'plami ham o'rganiladi. Bu jismlarni moddiy nuqtalar to'plami (tizimi) deb qarash mumkin. Bitta makroskopik jismini ham xayolan mayda bo'lakchalarga bo'lib, bu bo'lakchalarni o'zaro ta'sirlashuvchi moddiy nuqtalar tizimi (sistemi) deb tasavvur qilish mumkin.

Mutlaq (absolyut) qattiq jism deb ixtiyoriy ikki nuqtasi orasidagi masofa uning harakati davomida o'zgarmaydigan jismga aytiladi. Tabiatda mutlaq qattiq jismning o'zi mavjud emas. Ma'lumki har qanday qattiq jism tashqi kuch ta'sirida deformatsiyalanadi, ya'ni geometrik o'lchamlari, shakli biror darajada o'zgaradi. Lekin qo'yilgan masalaning mohiyatiga qarab ko'p hollarda deformatsiya tufayli bo'ladigan o'zgarishlarni hisobga olmasa ham bo'ladi. Mutlaq qattiq jism har qanday makroskopik jism kabi bir-biri bilan qattiq bog'langan moddiy nuqtalar tizimidan iborat deb tasavvur qilinadi.

Suyuqliklar, gazlar va deformatsiyalanadigan jismlarning harakatini hamda muvozanatini o'rganishda uzluksiz muhit tushunchasi qo'llaniladi. Ma'lumki, har qanday moddiy jism atom va molekulalardan tashkil topgan bo'lib, diskret tuzilishga ega. Lekin masalani soddalashtirish maqsadida moddani uzluksiz yaxlit (muttasil) muhit deb qarab, uning atom va molekulardan tuzilganligi e'tiborga olinmaydi.

Jismlarning harakat qonunlarini o'rganishda fazo va vaqt tushunchalarini aniq tasavvur qilish muhim ahamiyat kasb etadi. Ma'lumki, hamma moddiy jismlar hajmga ega bo'lganliklari uchun ular muayyan joyni egallaydi va bir-birlariga nisbatan qandaydir tarzda joylashgan bo'ladi. Jism o'z harakati tufayli vaziyatlarini (o'rinlarini) o'zgaradi. Bu o'zgarish, tabiiyki, fazoda sodir bo'ladi va ma'lum vaqt oralig'ida amalga oshadi. Har qanday mexanikaviy jarayon biror vaqt oralig'ida fazoda sodir bo'ladi. *Vaqt-hodisalarning ketma-ket o'zgarish tartibini ifodalaydigan fizikaviy kattalikdir.* Jismlar harakatini fazo va vaqtdan ajralgan holda tasavvur qilib bo'lmaydi. Shuning uchun ham jismlarning mavjudligi va ularning harakatlari fazoda va vaqt ichida sodir bo'ladi deb qaraladi.

Harakatning kinematik tavsifi deganda istalgan vaqtda jismning fazodagi vaziyatini boshqa biror jismga nisbatan aniqlash tushuniladi.

Ixtiyoriy paytda jismning fazodagi vaziyatini aniqlashda qo'llaniladigan vaqtni o'lchovchi asbob (masalan, soat) va sanoq boshi (O nuqta) bilan bog'liq koordinatalar tizimi sanoq tizimi deyiladi.

Kinematik jarayonlar haqida aniq tasavvur hosil qilish uchun yuqoridagi misollarda jismning harakatini olib qaradik. Lekin "jism" o'rnida "moddiy nuqta" tushunchasini ishlatish ancha qulaylik tug'diradi.

Fizik hodisalarni o'rganish tajriba asosida boshlanadi. Hodisalarni tabiiy sharoitlarda o'rganish asosida tajriba orttirish - kuzatish deb, hodisalarni sun'iy sharoitda, ya'ni laboratoriya sharoitlarda amalga oshirib tajriba o'tkazishni esa eksperiment deb atash odat bo'lib qolgan. Albatta, eksperiment kuzatishga nisbatan bir qator afzalliklarga ega. Birinchidan, eksperimentda axborot olish uchun sarflanadigan vaqtni tejash mumkin. Masalan, tabiiy sharoitlarda biror hodisa ro'y berishi uchun bir necha sutkalab, hattoki oylab kutishga to'g'ri keladi. Laboratoriyalarda esa bu hodisani istalgan vaqtda amalga oshiriladi. Ikkinchidan, tabiiy sharoitlarda amalga oshayotgan tajribada hodisaga bir necha faktorlarning ta'siri aks etgan bo'ladi. Laboratoriyada esa sun'iy ravishda shunday sharoitlar yaratish mumkinki, natijada faktorlardan faqat birining o'zgarishi hodisaning o'tish jarayoniga qanday ta'sir ko'rsatishini tekshirish imkoniyati tug'iladi. Boshqacha qilib aytganda, eksperimentda "tozaroq sharoitlar" yaratish mumkin. Bu esa tajribada aniqlanayotgan kattaliklarni aniqroq o'lchashga imkoniyat yaratadi.

Umuman, tajriba deganda faktlarni qayd qilishnigina emas, balki faktlarni sistemaga keltirish, hodisa yoxud jarayonni harakterlovchi fizik kattaliklar orasidagi bog'lanishni ham sifat, ham miqdoriy jihatdan aniqlashni tushunish lozim.

Tajribalarda yig'ilgan axborotlar hodisani tushuntirish uchun gipoteza (ilmiy faraz)lar yaratishga asos bo'lib xizmat qiladi. Gipotezani mantiqan rivojlantirish tufayli vujudga keladigan natijalar tajribalarda tasdiqlanmasa, bunday gipoteza sinovdan o'tmagan, ya'ni xato gipoteza hisoblanadi.

Aksincha, gipotezadan kelib chiquvchii natijalar tajribalarda tasdiqlangan taqdirda gipoteza fizik nazariyaga aylanadi. Fizik nazariya bir sohadagi bir qator hodisalarni, ulaning mexanizmi va qonuniyatlarini tushuntira olishi kerak. Bundan tashqari, fizik nazariya qayd qilinmagan yangi hodisalarni oldindan aytib bera oladi. Agar bu yangi hodisalar tajribada qayd qilinsa, nazariya yana sinovdan o'tgan bo'ladi. Shuni ham qayd qilmoq lozimki, nazariyalar ham vaqt o'tishi bilan rivojlantiradi. Eksperiment texnikasini o'sishi bilan yangi hodisalar kashf etiladiki, ularni tushuntirishga nazariya ojizlik qilishi mumkin. Bu hollarda nazariyaga "tuzatma" kiritiladi. Demak, fizik nazariyalarning yaratilishi va sinalishi tajribalar bilan boshlanadi hamda tajribalar bilan isbotlanadi va rivojlantiriladi.

Fizika fanining boshqa fanlar bilan aloqasi. Fizika va texnika.

Fizika bizning eramizdan ilgariroq vujudga kelgan fan, o'sha vaqtda uning tarkibiga hozir kimyo, astronomiya, biologiya, geologiya deb nom olgan bir qator tabiiy fanlar ham kirgan. Keyinchalik, ular mustaqil fanlar darajasida shakllangan.

Umuman, fizika va boshqa tabiiy fanlar orasida keskin chegara mavjud emas. Bu so'zlarning dalili sifatida kimyoviy fizika, geofizika, biofizika kabi birlashgan fanlarning vujudga kelishini ko'rsatish mumkin. Boshqacha qilib aytganda, fizikani barcha tabiiy fanlarning poydevori deb hisoblash mumkin. Shuning uchun ham Abu Rayxon Beruniy va Abu Ali ibn Sino kabi buyuk mutafakkir olimlarimizning ilmiy meroslarida ham fizikaga oid talaygina original fikrlar topilyapti.

Fizikaning va texnikaning rivojlanishi o'zaro chambars-chars bog'liq. Ajoyib fizik kashfiyotlar ertami-kechmi texnikada katta o'zgarishlar yasaydi. Masalan, elektromagnit to'lqinlarni tarqatish va qayd qilish, ya'ni radioaloqaning ixtiro qilinishi radiotexnikaga hayot bag'ishladi. Ikkinchi misol, neytronlar va ular ta'sirida oir yadrolar bo'linishining kashf qilinishi yadroviy energetikaga asos soldi. O'z navbatida texnika taraqqiyot fizikaning rivojlanishini rag'batlantiruvchi muhim omildir. Birinchidan, texnika fizika fani oldiga yangi vazifalar qo'yadi. Ikkinchidan fiziklarni yangi materiallar, aniqroq asboblardan va qurilmalar bilan ta'minlaydi. Masalan, hozirgi vaqtda yadroviy tadqiqotlarni zamonaviy texnika taraqqiyotini o'zida mujassamlashtirgan qurilmalar (yadroviy reaktor, sinxrofazotron, yarimo'tkazgichli mikroshemalar, elektron-hisoblash mashinalari)siz tasavvur qilib bo'lmaydi, albatta.

Fizika fani erishayotgan yutuqlarlar falsafiy dunyoqarashlarni rivojlantiradi. Masalan, XIX asr oxiri va XX asr boshidagi fizik kashfiyotlar (radioaktivlik, elektron massasining tezlikka bog'liq ravishda o'zgarishi, energiya va massaning o'zaro bog'liqligi, elektron-pozitron juftining annigilyatsiyasi, nisbiylik nazariyasi va shunga o'xshash) ko'pgina fizik tasavvur va tushunchalardan voz kechishni talab qiladi. Bu esa bir qator olimlar tomonidan dunyoni idealistik talqin qilish yo'lidagi bahonalardan biri bo'ldi.

Vaholanki, fan rivojlanishi bilan tabiatda sodir bo'luvchi hodisalarning mohiyatini anglashda inson bilimi boyib boradi. Tabiiy fanlarga, xususan fizikaga, tugallangan fan deb qarash mumkin emas. Fizika fani uzluksiz rivojlanib boradi, bu rivojlanish jarayonida fizik tushunchalar, qonuniyatlar boyiydi va chuqurlashadi. Materiya tuzilishi haqidagi birorta ham fizik tasavvurni tugallangan deb hisoblash mumkin emas.

Fizik tasavvurlar ob'ektiv reallikdan taxminiy nusxa (kopiya) bo'lib, ular ko'p qirrali haqiqatning ayrim bosqichlarini aks ettiradi.

Shuning uchun dialektik materializm pozitsiyasidan fizika yutuqlarlariga yondashish "krizis"larni bartaraf qiladi va fanning rivojlanishiga ko'maklashadi. O'z navbatida, fizikaning yutuqlarlari dialektik materializmning rivojlanishiga kattagina hissa qo'shadi. Bunda akademik S.I.Vavilovning quyidagi so'zlarini eslash o'rinli: "Fizika prinsiplari va qonunlarining, asosiy tushunchalari va ta'riflarining nihoyat keng xarakteri bu fanni falsafa bilan yaqinlashtiradi. Fizika fanning mohiyati haqidagi aniq tasavvurlarga ega bo'lmasdan to'g'ri falsafiy jihatdan ma'lumotli bo'lish mumkin emas".

Fizika fanning taraqqiyot boshqa fanlarning rivojlanishiga ham hissa qo'shayapti. Masalan, kimyo va biologiya fanlarida oxirgi kashfiyotlarning aksariyati nazariy va eksperimental fizika metodlariga tayangan holda amalga

oshyapti. Shuning uchun ham S.I. Vavilov fizikani zamonaviy fanning “shtabi” deb atagan. Demak, ilmiy-texnik taraqqiyot bilan baravar qadam tashlaydigan har bir injener fizikaning asosiy qonunlariga oid bilimni egallashi shart.

Fizikaviy kattaliklar va ularning o'lchov birligi. Fizikaviy birliklarning xalqaro sistemasi.

Fizik hodisaning o'lchash yoki hisoblash mumkin bo'lgan xarakteristikasi fizik kattalik deyiladi. Moddiy nuqta harakatida bosib o'tilgan yo'l o'zunligi ikki nuqta orasidagi to'g'ri chiziqli trayektoriyadan iborat. Kesmaning o'zunligi to'g'risida mulohaza yuritaylik. Bir necha kesmaning uzunliklari orasidagi miqdoriy bog'lanishni topish uchun kesmalardan birini birlik sifatida tanlash va boshqa kesmalarni ana shu birlik kesma bilan taqqoslash kerak. Umuman har bir fizik kattalik uchun alohida birlik tanlash mumkin. Lekin Gauss mustaqil va ixtiyoriy tarzda tanlab olingan uch fizik kattalikni o'lchov birliklari orqali mexanikadagi barcha kattaliklar birliklarini ifodalash mumkinligini ko'rsatdi. U mustaqil birliklar sifatida uzunlik, massa va vaqt birliklarini tanlab olishligini aytdi. Masalan, to'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotgan moddiy nuqta uchun tezlikni $V = s/t$ formula orqali topish mumkin. Shuning uchun tezlikning birligi uzunlik birligining vaqt birligiga nisbati tarzda aniqlanadi. Haqiqatdan tezlikni km/soat, m/s, sm/s kabi birliklarda o'lchashga odatlanganmiz.

Bayon etilgan usulda bir-birlari bilan moslashtirilib hosil qilingan birliklarning to'plami birliklar sistemasi deb ataladi. Birinchi sistema 1881 yilda qabul qilingan SGS sistemasidir: unda asosiy birliklar sifatida santimetr, gramm, sekund tanlab olingan 1919 yilda asosiy birliklar sifatida metr, tonna, sekund bo'lgan MTS sistema qabul qilingan. U 1933-1955 yillar davomida qo'llanildi. Asosiy birliklar sifatida metr, kilogramm sekund bo'lgan MKS sistema ham qo'llanilgan. Bu uchala sistemaning asosiy birliklari uzunlik, massa va vaqtdir. Texnikada esa metr, kilogramm-kuch, sekund asosiy birliklar tarzida qabul qilingan sistema keng tarkalgan. Bundan tashqari, yuqorida qayd qilingan sistemalariga taalloqli bo'lmagan bir qator birliklardan ham foydalanilgan.

Nihoyat, 1960 yil oktyabrida Xalqaro birliklar sistema qabul qilindi. U "Sistema internatsionalnaya" so'zlarining bosh harflari bo'yicha SI ("Es-i") deb o'qiladi. Bu standartga asosan, fan- texnika va xalk xujaligining barcha sohalarida hamda o'qitish jarayonida SI ni kullash zarurdir. Mamlakatimiz Davlat standartining 1981 yil 19 martdagi 1449 - sonli karoriga asosan O'zaro Iqtisodiy Yordam Kengashining (ST SEV 1052-78) "Metrologiya, Fizik kattaliklarning Xalqaro birliklari" sistemasi (SI) muomilaga kiritildi. Shuning uchun barcha muloxazalarni SI birliklari bo'yicha olib boramiz. SI da yettita asosiy va ikkita qo'shimcha birliklar mavjud.

Xalqaro sistema(SI)dagi asosiy va qo'shimcha birliklar

№	Kattalik nomi	Kattalik o'lchov birligining			
		O'lchamligi	Nomi	Belgisi	Ta'rifi
Asosiy birliklar					

1.	Uzunlik	L	metr	m	Kripton 86- atomining $2P_{10}$ va $5d_5$ sathlari orasidagi o'tishga mos bo'lgan nurlanishning vakuumdagi to'liq o'zunligidan 1650763,73 marta katta bo'lgan uzunlik 1metr deb qabul qilingan.
2.	Massa	M	kilogram	kg	Diametri va balandligi 39 mm iborat platina (90%) va iridiy (10%) qotishmasidan tayyorlangan silindrning massasidir.
3.	Vaqt	T	sekund	s	Seziy 133 atomi asosiy holatining ikki o'ta nozik sathlari orasidagi o'tishga mos bo'lgan nurlanish davridan 9192631770 marta katta vaqt 1 sekund deb qabul qilingan.
4.	Tok kuchi	I	amper	A	1 amper - vakuumda bir-biridan 1 m masofada joylashgan ikki parallel cheksiz uzun, lekin kesimi juda kichik bo'lgan to'g'ri o'tkazgichdan o'tganda o'tkazgichning har bir metr o'zunligi $2 \cdot 10^{-7}$ N o'zaro ta'sir kuchi hosil qiladigan o'zgarmas tok kuchiga teng.
5.	Termodinamik harorat	Θ	Kelvin	K	Suvning uchlanma nuqtasini tavsiflovchi termodinamik haroratning $1/273.16$ ulushi 1 kelvin deb qabul qilingan.
6.	Modda miqdori	N	mol	mol	Uglerod-12 ning 0,012 kg massasidagi atomlar soniga teng strukturaviy element(atom, molekula yoki boshqa zarra) lardan tashkil topgan sistemadagi moddaning miqdori 1 mol deb qabul qilingan.
7.	Yorug'lik kuchi	J	kandela	cd	$540 \cdot 10^{12}$ Hz chastotali monoxromatik nurlanish chiqarayotgan manba yorug'ligining energetik kuchi $1 \text{ Vt} / 683 \text{ Sr}$ bo'lgan yo'nalishdagi yorug'lik kuchi 1 kandela (sham) deb qabul qilingan.
Qo'shimcha birliklar					
8.	Yassi burchak		radian	rad	Aylana o'zunligi radiusiga teng bo'lgan yoyni ajratadigan ikki radius orasidagi burchak 1 radian deb qabul qilingan.

					(1 rad = 57° 17' 44,8").
9.	Fazoviy burchak		steradian	sr	Uchi shar markazida joylashgan va shu shar sirtidan shar radiusining kvadratiga teng yo'zli sirtini ajratuvchi fazoviy burchak 1 steradian deb qabul qilingan.

Biz kelgusida urganadigan mexanika bulimida vaqt, uzunlik, massa birliklari asosiy birliklar, ulardan boshqalari esa hosilaviy birliklar hisoblanadi. **Asosiy birliklar bilan hosilaviy birliklar orasidagi munosabatni ifodalovchi shartli formulalar o'lchamlik formulasi deyiladi.** SI sistemasidagi asosiy kattaliklarni shartli belgilar bilan belgilaylik: uzunlik - L, vaqt - T, massa - M.

O'lchamlik formulalarida kavslar ishlatiladi. U holda tezlik, tezlanish va kuch uchun ushbu formulalarni yozish mumkin.

$$[V] = \frac{[S]}{[t]} = [L T^{-1}]; \quad [a] = \frac{[V]}{[t]} = [L \cdot T^{-2}]; \quad [F] = [m \cdot a] = [M L T^{-2}]$$

Har qanday fizik qonunni yoki kattaliklar orasidagi munosabatni ifodalovchi tenglamada har ikkala kism o'lchamliklari bir xil bo'lishi shart.

Fazo va vaqt. Sanoq tizimi.

Jismlarning harakat qonunlarini o'rganishda fazo va vaqt tushunchalarini aniq tasavvur qilish muhim ahamiyat kasb etadi. Ma'lumki, hamma moddiy jismlar xajmga ega bo'lganliklari uchun ular muayyan joyni egallaydi va bir-birlariga nisbatan qandaydir tarzda joylashgan bo'ladi. Jism o'z harakati tufayli vaziyatini o'zgaradi. Bu o'zgarish, tabiiyki, fazoda sodir bo'ladi va ma'lum vaqt oraligida ruy beradi. Vaqt hodisalarning ketma - ket o'zgarish tartibini ifodalaydigan fizikaviy kattalikdir. Jismlar harakatini fazo va vaqtdan ajralgan holda tasavvur qilib bo'lmaydi. Shuning uchun ham jismlar mavjudligi va ularning harakatlari fazo va vaqt ichida sodir bo'ladi deb karaladi.

Fazo va vaqt Koinotning fizikaviy manzarasini yaratishda xal qiluvchi, tarixiy rivojlanib kelayotgan tushunchalardir. Nyutonning bu haqidagi ta'limoti quyidagicha: hech qanday jarayonga bog'liq bo'lmagan mutloq fazo va mutloq vaqt mavjuddir. Fazo - abadiy mavjud bo'ladigan, chegarasiz qo'zg'almas bo'shliq bo'lib, bu bo'shliqda materiya har xil shaklda bo'ladi. Fazo bir jinsli bo'lib hamma yo'nalishlarda xususiyatlari bir xildir. Bu bo'shliqning xususiyatlari unda moddalarning qanday taqsimlanishiga hamda qanday harakatlanishiga bog'liq bo'lmaydi va vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi demakdir. Bunday o'zgarmas fazoda moddalarning taqsimlanishi va ularning harakatini butun olam tortishishi qonuni

belgilaydi. Nyutonning nuqtai nazaricha vaqt mutloq bo'lib tashqi muhitga va jism harakatiga bog'liq bo'lmagan holda bir tekis utadi.

Nyutonning fazo va vaqt haqidagi ta'limoti oddiy sharoitda ko'zatiladigan mexanikaviy harakatlar (sun'iy yo'ldoshlar, fazoviy kemalar, sayyoralar harakati) uchun amaliy jihatdan to'g'ridir: bu ta'limot yunon olimi yevklid geometriyasiga asoslangan. yevklid geometriyasida uchburchak ichki burchaklarning yigindisi 180° ga teng va ikki nuqta orasidagi eng qisqa masofa to'g'ri chiziqdir. Kichik ko'lamlarda chizilgan uchburchakning ichki burchaklari yigindisini o'lchash hech qanday qiyinchilik tug'dirmaydi. Ancha katta miqyosda yevklid geometriyasidan chetlanishini tasavvur qilish uchun juda katta radiusli sferani ko'z oldimizga keltiraylik. Ma'lumki, sferaning egriligi uning radiusiga teskari mutanosib kattalik bo'lib radius qanchalik kichik bo'lsa sferaning egriligi shuncha katta bo'ladi. Sfera sirtining geometriyasi tekislik geometriyasidan farqli ekanligi ma'lum. yevklid geometriyasida tekislikda joylashgan ikki nuqta orasidagi eng qisqa masofa to'g'ri chiziq bo'lsa, sfera sirtida joylashgan ikki nuqta orasidagi eng qisqa masofa to'g'ri chiziq emas, balki katta aylananing shu nuqtalarini birlashtiruvchi yoyi bo'ladi. Bunday fazo noyevklid fazo deyiladi. Noyevklid fazodagi shakllarning xossalari boshqachadir. Masalan, uchburchak ichki burchaklarining yigindisi 180° ga teng emas, aylana o'zunligining uning diametriga nisbati π ga teng emas va x.k.

XX asr boshlarida A. Eynshteyn nisbiylikning umumiy nazariyasini yaratdi. Bu nazariyadan koinotning xakikiy fazosi noyevklid fazo ekanligi kelib chiqadi. SHuning uchun nisbiylikning umumiy nazariyasining fazo va vaqt nazariyasi deb yuritiladi. 1905 yilda A. Eynshteyn tomonidan yaratilgan nisbiylikning maxsus nazariyasida huddi Nyuton mexanikasidagidek vaqt bir jinsli, fazo esa bir jinsli hamda izotrop deb yuritiladi. Bu nazariyada ham fazo va vaqtni yakka - yakka tarzda qarash mumkin emasligi, vaqt va fazo bir - biri bilan bog'liq ekanligi, jismlarning fazo va vaqt tavsiflari ularning muayyan sanoq tizimiga nisbatan aniqlanadigan tezliklariga bog'liqligi isbot qilindi. Mazkur nazariyaga ko'ra vaqt oraliqlari va kesma uzunliklari nisbiy bo'lib, ular qanday sanoq tizimlarida ulchanayotganliklariga bog'liq, ya'ni biror sanoq tizimiga nisbatan tinch turgan jismning o'zunligi harakatdagi sanoq tizimidagi o'zunligidan farq qiladi.

Hosila va integrallning fizikaviy masalalarga tadbiqu. Absolyut qattiq jismning erkinlik darajasi

Hosila tushunchasi sof matematikaviy nuqtai nazardan faqatgina uzluksiz funktsiyalar uchun, aniqrog'i, funktsiyalarning uzluksizlik sohasidagina mazmunga ega. Fizikada ixtiyoriy fizikaviy kattalik bir yoki bir nechta kattaliklarning funktsiyasi sifatida qaralishi mumkin. Masalan, jism bosib o'tgan yo'l vaqtning funktsiyasi, ya'ni harakatdagi jismning bosib o'tgan yo'li harakatlanish vaqtiga bog'liq bo'ladi. Bu bog'lanish oshkor bo'lmagan ko'rinishda $s = s(t)$ shaklda yoziladi. Shuningdek, harakat tezligi va tezlanishi ham vaqtning funktsiyasi sifatida $v = v(t)$ va $a = a(t)$ ko'rinishida yozilishi mumkin. Ba'zi fizikaviy kattaliklarni, jumladan, tezlik va tezlanishni ham koordinatalarning funktsiyasi sifatida ifodalash mumkin. Bunday kattaliklarga eng oddiy misol-jism

zichligidir. Haqiqatan ham, umumiy holda jism zichligi hajmning turli bo‘laklarida turlicha bo‘lishi mumkin. Masalan, havo molekulalarining zichligi oddiy sharoitda Er sirtiga yaqin joylashgan qatlamlarda kattaroq bo‘lib, balandlik ortgan sari kamaya boradi. Agar koordinatalar tizimining Er sirtiga tik yo‘nalgan o‘qini Z orqali belgilasak, bu bog‘lanish funktsional ko‘rinishda $\rho = \rho(Z)$ kabi yoziladi. Jismlarning zichligi hajmga bog‘liq bo‘lgani uchun umumiy holda $\rho = \rho(x,y,z)$ funktsiya yordamida aniqlanadi.

Endi zichlik tushunchasi vositasida fizikaviy masalalarda hosila tushunchasining ishlatilish mazmunini qarab chiqaylik. Ta’rifga asosan, jismning o‘rtacha zichligi uning hajm birligiga to‘g‘ri keluvchi massasiga son jihatidan teng, ya’ni $\rho = m/V$

Agar bizni biror elementar hajmdagi zichlik qiziqтира

$$\rho = \frac{\Delta m}{\Delta V}$$

formuladan foydalanamiz; bunda Δm - elementar hajmi (ΔV) dagi massa.

Matematikaviy nuqtai nazardan jismning biror bir “nuqta”dagi zichligi

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta V} = \frac{dm}{dV}$$

formula bilan, ya’ni jism massasidan hajm bo‘yicha olingan hosila sifatida aniqlanishi lozim.

Shuni alohida ta’kidlash lozimki, massadan hajm bo‘yicha (fizikaviy mazmunda) hosila olishda hajmning cheksiz kichik orttirmasi o‘rniga chekli kichik orttirmasidan foydalanish hisoblashda xatoliklarga olib kelmaydi, aksincha, $\Delta V \rightarrow 0$ deb qaralganda kelib chiquvchi qator xatoliklarni bartaraf qilib, matematikaviy ifodaga fizikaviy mazmun beradi.

Ma’lumki, differensial tushunchasi cheksiz kichik orttirma mazmuniga ega. Modomiki, fizikaviy kattaliklarning matematikaviy mazmundagi cheksiz kichik orttirmasi mavjud emas ekan, demak ularning matematikaviy mazmundagi differensial haqida gapirish mumkin emas. Ammo fizikada fizikaviy nuqtai nazardan cheksiz kichik deb qarash mumkin bo‘lgan orttirmalar uchun ham df va dy belgilashlardan foydalaniladi. Xuddi shuningdek, fizikaviy kattaliklarni ifodalovchi funktsiya va argumentlar orttirmalari nisbatining argument orttirmasi nolga intilgandagi limiti deyarli barcha hollarda mavjud bo‘lmaganligidan fizikada hosila sifatida etarli darajada kichik qilib olingan orttirmalar nisbatidan foydalaniladi va bu hosila

$$f' = \frac{df}{dy}$$

kabi belgilanadi. Bu o‘rinda fizikaviy kattaliklar uchun

$$\frac{df}{dy} \neq \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \frac{\Delta f}{\Delta y}$$

ekanligini yodda tutish lozim.

Matematika va fizika fanlarida ishlatiluvchi hosila tushunchalari mazmun jihatdan farq qilganlari kabi integral tushunchasi ham har holda turlicha mazmunga egadir. Matematikada integrallash amali

$$\lim_{\Delta y \rightarrow 0} \sum_{i=1}^{\infty} f(y_i) \Delta y_i$$

limitga o'tish sifatida ta'riflanadi, ya'ni

$$\lim_{\Delta y \rightarrow 0} \sum_{i=1}^{\infty} f(y_i) \Delta y_i = \int_a^b f(y) dy.$$

Ammo fizikada $\Delta u \rightarrow 0$ kattalikni aniqlash (o'lchash) mumkin emas. Qolaversa, $f(y)$ biror fizikaviy kattalikni ifodalaganda qaralayotgan limit ko'p hollarda mavjud bo'lmaydi.

Agar Δu etarli darajada kichik, lekin argumentning shu qiymatlari bo'lgan darajada katta bo'lsa $\sum_{i=1}^{\infty} f(y_i) \Delta y_i$ yig'indi muayyan fizikaviy mazmunga ega bo'ladi.

Shunga ko'ra fizikada integral yig'indining limiti sifatida emas, balki etarli darajada kichik bo'lgan juda ko'p qo'shiluvchilarning yig'indisi sifatida aniqlanadi, ya'ni:

$$\int_a^b f(y) dy = \sum_{i=1}^n f(y_i) \Delta y_i.$$

Xususan, agar $f(y)$ funktsiya tezlikning vaqtga bog'liqligini ifodalasa, $f(y) = V(t)$ bo'ladi; u holda taorifga asosan Δt vaqt oralig'ida bosib o'tilgan yo'l

$$\Delta s_i = V_i \cdot \Delta t$$

formula bilan aniqlanadi. Agar biror etarli darajada katta vaqt oralig'ida bosib o'tilgan yo'lni hisoblamoqchi bo'lsak, tabiiy ravishda, elementar vaqtlar oraliqlarida bosib o'tilgan yo'llarning yig'indisini olishimiz kerak, ya'ni (bu va bundan keyingi o'rinlarda yig'indi $\sum_i$ ko'rinishda berilgan bo'lsa, $\sum_{i=1}^n$ mazmunida tushunilsin)

$$s = \sum_i s_i = \sum_i V_i \Delta t_i.$$

Umumiy xolda tezlik vaqt davomida o'zgarib borganligidan, hisoblash to'g'ri bo'lishi uchun Δt vaqt oralig'ini shunday tanlashimiz kerakki, bu oraliqda tezlik deyarli o'zgarmay qolsin. Bu holda

$$\sum_i V_i \Delta t_i = \int_{t_1}^{t_2} V(t) dt$$

tenglik o'rinli bo'ladi. Demak,

$$s = \int_{t_1}^{t_2} V(t) dt$$

Fizikada integrallash amalidan fizikaviy kattaliklarning o'rtacha qiymatlarini hisoblashda ham foydalaniladi. Haqiqatan ham ma'lumki, o'rtacha tezlik yuqorida ko'rsatilgandek

$$V_y = \frac{s}{t_2 - t_1}$$

formula bilan hisoblanadi. Ammo s ning ifodasini integral yordamida yozsak, bu formula

$$V_y = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} V(t) dt$$

ko‘rinishiga o‘tadi.

Shunday qilib, matematika amallarini fizik masalalarga rasman qo‘llashda formulalarning shakli o‘zgarmasa ham, ularning mazmuni ma’lum darajada o‘zgaradi. Bunday o‘zgarishlar fizikaviy masalani echishni qulay ko‘rinishga keltirish uchun sunoiy ravishda emas, balki fizika qonunlari va hodisalarning mohiyatidan kelib chiqib, tabiiy ravishda amalga oshiriladi.

Moddiy nuqta (jism) larning harakatini va istalgan paytda ularning fazodagi vaziyatini tavsiflashda erkinlik darajalari soni degan tushuncha kiritiladi. Moddiy nuqtaning fazodagi holatini to‘liq aniqlashga imkon beruvchi bir-biriga bog‘liq bo‘lmagan (mustaqil) kattaliklar soni uning erkinlik darajalari soni deyiladi.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Fizika fani nimani o‘rganadi?
2. Materiya turlariga misollar keltiring.
3. Fizika fani yutuqlarining boshqa fanlar taraqqiyotiga ta’siri.
4. Xalqaro birliklar tizimidagi asosiy fizik kattaliklar nimalardan iborat?
5. Fizik qonun qanday yaratiladi?
6. Fizik tadqiqot usullari nimalardan iborat?
7. Fizika va falsafa fanlarini o‘zaro munosabatlarini tushuntiring.
8. Birliklarning Xalqaro sistemasi qachon qabul qilingan?
9. Xalqaro birliklar sistemasidagi qaysi birliklar qo‘shimcha birlik deb hisoblanadi?
10. Fizika nechta tarkibiy qismlarga bo‘linadi va qanday bo‘limlardan iborat?

2-ma'ruza. KINEMATIKA ELEMENTLARI

Reja:

Mexanika harakatning kinematik tavsifi. Trayektoriya. Ko'chish.

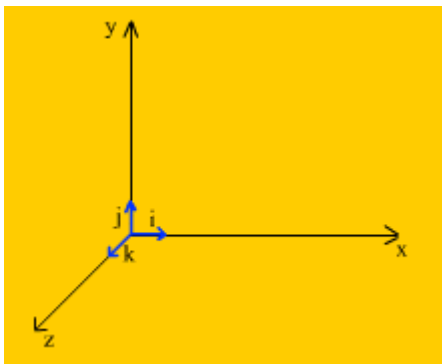
- 1. Moddiy nuqta kinematikasi: tezlik, tezlanish, normal va tangensial tezlanishlar.**
- 2. Aylanma harakat kinematikasi: burchak tezlik, chiziqli tezlik va ular orasidagi bolanish. Burchak tezlanish.**
- 3. Hosila va integrallning fizikaviy masalalarga tadbiqu. Absolyut qattiq jismning erkinlik darajasi.**

Tayanch so'z va iboralar: Harakat, moddiy nuqta, ko'chish, trayektoriya, yo'l, vaqt, tezlik, oniy tezlik, tekis o'zgaruvchan harakat, tekis egri chiziqli harakat, tezlanish, oniy tezlanish, normal va tangensial tezlanish, burchak tezlik va tezlanish.

Mexanika harakatning kinematik tavsifi. Trayektoriya. Ko'chish.

Kundalik hayotda sodir bo'luvchi jismlarning harakatlariga nazar tashlansa jismning harakati fazoning yoki tekislikning bir qismida va vaqt oraligida sodir bo'lishi ko'rinadi. Fazoning yoki tekislikning bir nuqtasidan ikkinchi nuqtasiga jismning biror vaqt oraligida ko'chishi mexanik harakat deyiladi. Boshqacha aytganda, jismning boshqa jismlarga nisbatan vaziyatining vaqt davomida o'zgarishiga mexanik harakat deyiladi. Jismlarning fazodagi o'rnini bilmasdan to'g'rib, uning mexanik harakati to'g'risida gapirib bo'lmaydi. Masalan, xalokatga uchragan kemani radisti o'z "SOS" signalida kemaning o'rnini aniqlovchi koordinatalar to'g'risida ma'lumot bermasa unga yordam kursatib bo'lmaydi. Jismning o'rnini erkin fazoga nisbatan aniqlab bo'lmaydi. Har qanday jismni vaziyati boshqa biror ob'ektga nisbatan kursatilishi lozim. Jismning harakati yoki uning o'rnini to'g'risida ma'lumot olish uchun sanoq tizimi tushunchasidan foydalaniladi. Sanoq tizimini hosil qilish uchun sanoq boshi (masalan, ixtiyoriy jism) tanlab olinadi. Jismlarning fazodagi o'rnini belgilaydigan jism yoki jismlar tizimi fazoviy sanoq tizimi deyiladi.

Fazoviy sanoq tizimi sifatida nisbiy tinchlikda yoki to'g'ri chiziqli tekis harakat kilayotgan jismni olib uni koordinata o'qlari bilan boglash mumkin.

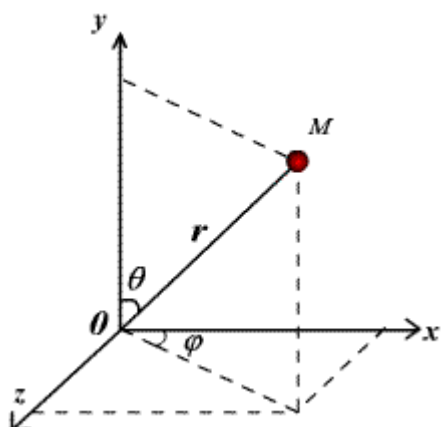


Masalan, uchta bir - biriga tik qattiq sterjenlar ko'rinishdagi to'g'ri burchakli Dekart koordinatalar tizimi. Bunday sanoq tizimida tanlab olingan jism o'rnini uchta son: x , y , z , koordinatalari orqali belgilanadi. Bu koordinatalar berilgan nuqtadan mos holda XY , XZ , YZ koordinata tekisliklarigacha bo'lgan oralikdir. Uchta x , y , z koordinatani koordinata boshidan tekshirilayotgan M nuqttagacha utkazilgan yo'nalishga ega bo'lgan bitta kesmaga

yoki r radius - vektorga birlashtirish mumkin. x , y , z lar r ning koordinata o'qlariga proyeksiyasi hisoblanadi, shuning uchun

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

Bu yerda $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ -koordinata ortlaridir.



Bundan tashqari qutb, silindrik koordinatalar sistemasidan ham foydalanish mumkin.

Masalan: qutb koordinatalar sistemasida moddiy nuqtaning radius vektorini r , yo'nalishini θ , φ burchaklar bilan ifodalanadi. Jismni vaziyatini ifodalovchi r , θ , φ lar qutb koordinatalari sistemasi deyiladi. Bu sistemadan Dekart koordinatasi sistemasiga o'tish quyidagicha bo'ladi.

$$z = r \sin\theta \cdot \cos\varphi$$

$$x = r \sin\theta \cdot \sin\varphi$$

$$y = r \cos\theta$$

Dekart koordinata sistemasida qutb koordinata sistemasiga o'tish quyidagicha.

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

$$\cos\theta = \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}$$

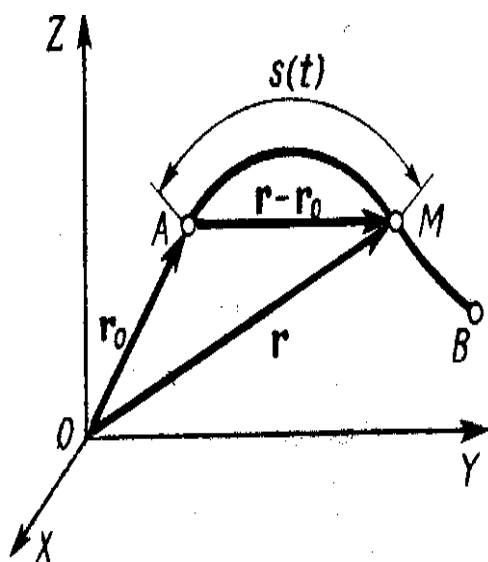
$$\text{ba} \quad \text{tg}\varphi = \frac{z}{x}$$

Harakatning tavsiflash uchun sanoq jismiga bog'langan koordinatalar tizimidan tashqari, vaqtni o'lchash uchun soat ham zarur. **Sanoq jismi bilan mahkam boglangan koordinatalar tizimi va soat birgalikda sanoq tizimi deb ataladi.** Har qanday harakat shunday tizimda sodir bo'ladi.

Materiya harakatining fazodagi har qanday o'zgarishiga harakat deyiladi. Materiya harakatining eng sodda to'g'ri mexanik harakat bo'lib, u jismlar yoki jism kismlarining fazoda bir-biriga nisbatan siljishini ifodalaydi. Mexanik harakatni fazo va vaqtdan ajratilgan holda tassavur etib bo'lmaydi, chunki har qanday hodisa fazoning kayeridadir va qachondir sodir bo'ladi.

Harakatni tekshirilayotgan jismning turli paytlarda fazodagi vaziyatlarini aniqlash uchun sanoq sistemasi qabul qilinadi. Har bir harakat biror sanoq sistemasiga nisbatan qaralishi kerak. Biror jismni ulotirib, uning uyga nisbatan kilayotgan harakatini kursak, bu holda uy sanoq jismini tashkil qiladi. Sanoq sistemasi uchun yana soat mexanizmi va koordinata sistemasi olinadi. Koordinata sistemasini shunday tanlab olinadiki, bunda uning boshlanish nuqtasi jism harakatining tekshira boshlash nuqtasiga to'g'ri kelishi kerak.

Moddiy nuqta deganda, shakli, o'lchami va tuzilishi ko'rilayotgan masala uchun ahamiyatga ega bo'lmagan, lekin ma'lum massaga ega bo'lgan jism tushuniladi.



Moddiy nuqta harakatini o'rganishda koordinatalar tizimi sifatida to'g'ri burchakli dekart koordinatalar tizimidan foydalaniladi. Moddiy nuqtaning fazodagi harakati mobaynida koldirilgan izi trayektoriya deb ataladi.

Trayektoriyada bir-biriga yaqin joylashgan ikki vaziyatni birlashtiruvchi

va harakat yo'nalishini kursatuvchi kesma ko'chish deyiladi.

Uning shakliga qarab bu izlar to'g'ri chiziqli yoki egri chiziqli bo'lishi mumkin. Moddiy nuqtaning harakatini tavsiflashni uch xil usuli mavjud:

a) *Tabiiy usul.* Modddiy nuqta vaqtning boshida $AO = r_0$ radius - vektorli koordinatada joylashgan bulsin. Ma'lum t vaqt ichida u modddiy nuqta $= S$ yoy bo'yicha harakatlanib, $S=S(t)$

vaziyatni egallaydi. Bu funksiya modddiy nuqtaning trayektoriya bo'ylab harakat qonuni deyiladi.

b) *Vektor usuli.* Bunda modddiy nuqtani fazodagi o'rni koordinatalar boshidan berilgan nuqtalargacha utkazilgan r_1 va r_2 radius - vektorlar yordamida kursatiladi. Harakat davomida modddiy nuqta radius-vektorini qiymati va yo'nalishi o'zgarib boradi, ya'ni radius - vektor vaqtning funksiyasi hisoblanadi:

$$\vec{r} = \vec{r}(t) \quad (2)$$

v) *Koordinatalar usuli.* Bunda modddiy nuqta fazodagi o'rnini uning x, y, z koordinatalari orqali beriladi. Harakat mobaynida modddiy nuqta koordinatalari o'zgarib turadi.

$$x = x(t), \quad y = y(t), \quad z = z(t) \quad (3)$$

Bu funksiyalar nuqta harakatining kinematik tenglamalari deb ataladi. Modddiy nuqta radius -vektori

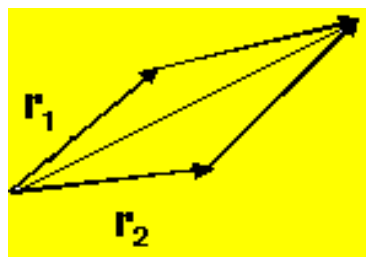
$$\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k} \quad (4)$$

kurinishida bo'ladi.

Nuqta radius vektorining qiymati (moduli)

$$r = |\vec{r}| = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \quad (5)$$

bo'ladi.



(4) - ko'chishining vektor, (5) esa uning skalyar ifodalaridir.

Vaqt intervali juda kichik bo'lganda yoki harakat to'g'ri chiziqli bo'lganda $S = r$ bo'ladi.

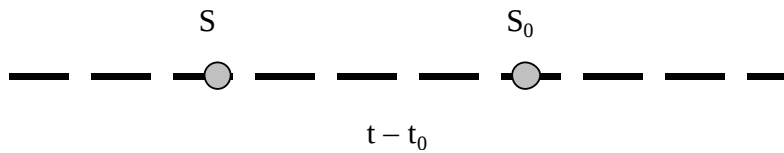
Agar moddiy nuqta bir vaqtning o'zida ikkita ko'chishda ishtirok etayotgan bo'lsa uning oxirgi vaziyati ikkala ko'chish baravariga amalga oshganiga bog'liq emas.

Harakat okibati bir xil bo'lib, natijali ko'chish vektori parallelogram koidasi bilan topiladi.

$$\vec{r} = \vec{r}_1 + \vec{r}_2 \quad (6)$$

Bu formula harakatning mustaqillik qonunidir.

Moddiy nuqta kinematikasi: tezlik, tezlanish, normal va tangensial tezlanishlar.



2.1-pacm

Moddiy nuqtaning koldirgan izi to'g'ri chiziqli bo'lib, teng vaqlar ichida teng yo'llarni utsa, moddiy nuqtaning bunday harakatiga to'g'ri chiziqli tekis harakat deyiladi. Jismlar teng vaqlar oraliqlarida har xil yo'llarni bosib o'tishlari mumkin. Harakatlar orasidagi bu farqni harakterlash uchun tezlik tushunchasi kiritiladi.

Vaqt birdigi ichida bosib utilgan yo'l bilan ifodalanadigan kattalikka tezlik deyiladi.

Agar jism $t - t_0$ vaqt ichida $S - S_0$ yo'lni bosib utsa, (6-rasm) tezlikning matematik ifodasi:

$$V = \frac{S - S_0}{t - t_0} \quad (6)$$

Agar $S_0 = 0$ va $t_0 = 0$ bo'lsa,

$$V = \frac{S}{t} \quad (7)$$

Moddiy nuqtaning tezligi vektor kattalik bo'lib, SI birliklar sistemasida m/s (metr bulingan sekund) da ulchanadi.

Harakatni bir ondagi tezligini harakterlash uchun vaqtni shunday kichraytirib boramizki, natijada urtacha tezlik bir ondagi tezlikka yaqinlashib boradi, ya'ni

$$V = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta S}{\Delta t} \right) = \frac{dS}{dt}; \quad V = \frac{dS}{dt} \quad (8)$$

8-tenglikdan ko'rinadiki, tezlikning son qiymati yo'ldan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila bilan ifodalanar ekan.

Jism harakati teng vaqt oraliqlarida bir xil (Δv) mikdorga o'zgarib boradigan harakatga tekis o'zgaruvchan harakat deyiladi. Bunday harakat tekis tezlanuvchan va tekis sekinlanuvchan harakatlarga bulinadi. Agar moddiy nuqta tezligi $t - t_0$ vaqt davomida $V - V_0$ ga o'zgarsa, jism olgan tezlanish: $a = \frac{V - V_0}{t - t_0}$ bilan ifodalanadi. t

$= 0$ va $V_0 = 0$ xol uchun moddiy nuqta tezlanishi

$$a = \frac{g}{t} \quad (9)$$

ga teng bo'ladi va m/s^2 da ulchanadi. Moddiy nuqtaning ixtiyoriy vaqtdagi tezligi

$$V = V_0 + at \quad (10)$$

bosib utilgan yo'l o'zunligi

$$S = V_0 t + \frac{at^2}{2} \quad (11)$$

formula bilan aniqlanadi. Agar 11- tenglikda $V_0 = 0$ bo'lsa,

$$S = \frac{at^2}{2} \quad (12)$$

bo'ladi. Yo'l bilan tezlik orasidagi bolanish:

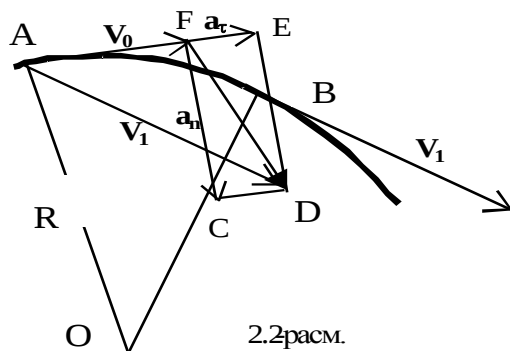
$$S = \frac{V^2 - V_o^2}{2a} \quad (13)$$

yoki

$$V^2 = V_o^2 + 2aS \quad (14)$$

formulalar bilan ifodalanadi.

Egri chiziqli harakatda jism tezligining son qiymati o'zgarmas bo'lsa, bunday egri chiziqli harakat tekis egri chiziqli harakat deyiladi. Bunday harakatdagi moddiy nuqtaning normal va tangensial tezlanishlarini ko'raylik (2.2-rasm).



A va V nuqtadagi tezliklar ayirmasi: $V_1 - V_0 = at = \mathbf{FD}$. Teng ta'sir etuvchi $\mathbf{FD}$ ni $\mathbf{FC}$ va $\mathbf{FE}$ ga ajratamiz.

$\mathbf{FD}$ t dona $\mathbf{a}$ lardan iborat. $\mathbf{FD}$ ni $\mathbf{a}$ tasini olib $\mathbf{a}_t$ va $\mathbf{a}_n$ tashkil etuvchilarga ajratamiz. $\mathbf{AV} = dS$ deb olsak, V nuqta A nuqtaga yaqinlashtirilganda ye nuqta AD ustiga tushadi. SHunday shartda $\triangle OAB \sim \triangle AED$; $OA = R$; $AB = S$;

$$\frac{S}{R} = \frac{DE}{V} \quad (15)$$

$$S = V * t \quad (16)$$

$$\frac{a_n}{a} = \sin \alpha \quad a_n = a * \sin \alpha \quad (17)$$

$$\frac{DE}{at} = \sin \alpha;$$

$$DE = at * \sin \alpha \quad (18)$$

2.12-tenglikni xisobga olib

$$DE = a_n * t \quad (19)$$

16 va 19 - tengliklarni xisobga olib, 15 - tenglikni

$$Vt/R = a_n * t/V;$$

$$a_n = V^2 t / Rt = V^2 / R;$$

$$a_n = V^2 / R \quad (20)$$

Egri chiziqli harakatda tangensial tezlanish

$$a_t = dV/dt \quad (21)$$

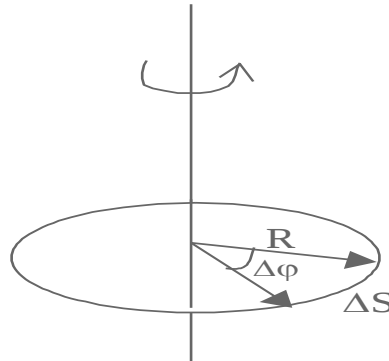
bilan ifodalandi.

20 - tenglik egri chiziqli harakatda normal tezlanishni ifodalaydi va egrilik radiusi bo'ylab markazga yunalgan bo'ladi. Tangensial tezlanish egri chiziqqa urinma holda yunalgan bo'lib, tezlikni o'zgarishini ifodalaydi. Jismning tulik tezlanishi:

$$\mathbf{a} = d\mathbf{V}/dt = \mathbf{a}_\tau + \mathbf{a}_n, \quad (22)$$

ya'ni $\mathbf{a}_\tau$ va $\mathbf{a}_n$ larning geometrik yiindisiga teng bo'ladi.

Aylanma harakat kinematikasi: burchak tezlik, chiziqli tezlik va ular orasidagi bolanish. Burchak tezlanish.



2.3-rasm

Moddiy nuqta R radiusli aylana bo'ylab harakatlanayotgan bo'lsa, uning harakati burchakli tezlik va burchakli tezlanish bilan xarakterlanadi. Moddiy nuqta Δt vaqt o'tgach $\Delta\varphi$ burchakka buriladi (2.7-rasm).

Burilish burchagining vaqt birligi ichida o'zgarishi bilan ifodalanadigan vektor kattalik moddiy nuqtaning aylana bo'ylab burchak tezligi deyiladi.

$$\omega = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t},$$

ya'ni

$$\omega = \Delta\varphi/\Delta t, \quad (23)$$

ω – radian/s.

Moddiy nuqtaning chiziqli tezligi

$$V = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{R \cdot \Delta\varphi}{\Delta t} = R \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = R \cdot \omega. \quad (24)$$

Agar $\omega = \text{const}$ bo'lsa, harakat aylana bo'ylab tekis bo'ladi. Nuqta to'liq bir marta aylanganda $\Delta\varphi = 2\pi$ va $\Delta t = T$ bo'ladi. U holda $\Delta\varphi/\Delta t = 2\pi/T$ bo'ladi. Oxirgi tenglikdan

$$T = 2\pi/\omega. \quad (25)$$

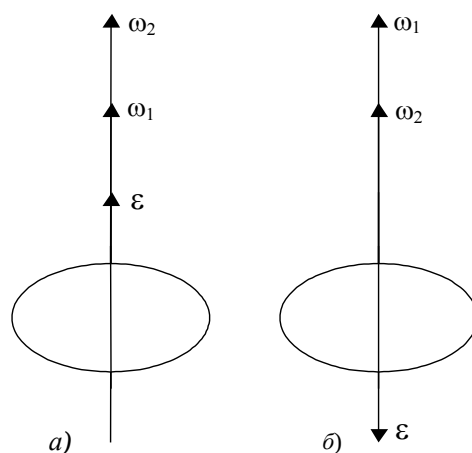
Vaqt birligi ichidagi aylanishlar soni, aylanish takrorligi deyiladi.

$$n = 1/T \quad (26)$$

yoki

$$n = 1/(2\pi/\omega) = \omega/2\pi. \quad (27)$$

Burchak tezlanish vektor kattalik bo'lib, burchak tezlikdan vaqt bo'yicha olingan hosila bilan ifodalanad:.



2.8-rasm.

$$\vec{\varepsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt}, \quad \text{yoki} \quad \vec{\varepsilon} = \frac{d^2\varphi}{dt^2} \quad (28)$$

Agar harakat tekis tezlanuvchan bo'lsa, vektor ε burchak tezlikka parallel (2.8a-rasm), harakat sekinlanuvchan bo'lsa, burchak tezlanish (ε) burchak tezlikka (ω) teskari yo'nalgan bo'ladi (2.8b-rasm).

Burchak tezlanishning o'lchov birligini aniqlaymiz:

$$[\varepsilon] = \frac{[d\omega]}{[dt]} = \frac{1 \text{ rad/s}}{1 \text{ s}^2} = 1 \frac{\text{rad/s}}{\text{s}^2} = \frac{1}{\text{s}^2}. \quad (14)$$

Tekis o'zgaruvchan aylanma harakatining tenglamalari quyidagi ko'rinishga ega:

$$\omega = \omega_0 \pm \varepsilon t, \quad (15)$$

$$\varphi = \varphi_0 + \omega_0 t \pm \frac{\varepsilon t^2}{2}. \quad (16)$$

(15) va (16) formulalar tekis o'zgaruvchan aylanma harakatining tenglamalari deb ataladi.

(16) formulada φ_0 - integrallash doimiysi.

Tekis tezlanuvchan aylanma harakatda $\varepsilon < 0$ bo'ladi va (15), (16) formulalar faqat plyus orqali yoziladi.

Tekis sekinlanuvchan aylanma harakatda $\varepsilon < 0$ bo'ladi, u holda (15) va (16) formulalar faqat minus orqali yoziladi.

1. Agar $a_\tau = 0$, $a_n = 0$ ga teng bo'lsa, to'g'ri chiziqli tekis harakat bo'ladi.
2. $a_\tau = a = \text{const}$, $a_n = 0$ to'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakat bo'ladi.
3. $a_\tau = f(t)$, $a_n = 0$ tezlanish to'g'ri chiziqli o'zgaruvchan harakat bo'ladi.
4. $a_\tau = 0$, $a_n = \text{const}$, agar $a_\tau = 0$ tezlikning modeli o'zgarmay faqat yo'nalishigina o'zgaradi. $a_n = \frac{v^2}{r}$ egrilik radiusi o'zgarmaydi. Natijada aylanabo'ylab tekis harakatlanadi.
5. $a_\tau = 0$, $a_n = f(t)$ tekis egri chiziqli harakat.
6. $a_\tau = \text{const}$, $a_n \neq 0$ egri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakat.
7. $a_\tau = f(t)$, $a_n = 0$ o'zgaruvchan egri chiziqli harakat.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Mexanik harakat deb qanday harakatga aytiladi?
2. Vaqt va fazo tushunchasi nimadan iborat?
3. To'g'ri chiziqli tekis harakatda tezlik, tezlanish deb nimaga aytiladi?
4. Egri chiziqli harakatda moddiy nuqtaning normal va tangentsial tezlanishlari qanday yo'nalishga ega?
5. Moddiy nuqtaning aylanma harakatida chiziqli tezlik va burchak tezlanish deb nimaga aytiladi?
6. Burchak tezlanishning yo'nalishi haqida nima deya olasiz?
7. Absolyut qattiq jism deb qanday jismga aytiladi?
8. Erkinlik darajalar soni nimani bildiradi?
9. Hosilaning mexanik ma'nosi nima?
10. Integralning fizikaviy mazmunini tushuntiring.

3-ma'ruza. MODDIY NUQTANING ILGARILANMA HARAKAT DINAMIKASI

Reja:

- 1. Dinamikaning asosiy vazifasi.**
- 2. Kuch haqida tushuncha. Fundamental o'zaro ta'sirlari. Tabiatda kuchlar**
- 3. Nyutonning I qonuni Inertsial sanoq sistemasi.**
- 4. Nyutonning ikkinchi qonuni harakat tenglamasi sifatida. Kuch, impulsidan vaqt buyicha olingan birinchi tartibli hosila sifatida**
- 5. Nyutonning III qonuni.**
- 6. Inersiya kuchlari.**

Tayanch so'zlar va iboralar: Massa va uning birligi, kuch va uning birligi, og'irlik kuchi, erkin jism, inertlik, inersiya, inersial sanoq tizimi, Nyutonning birinchi qonuni, dinamikaning asosiy qonuni, impuls, ta'sir, aks ta'sir, Nyutonning uchinchi qonuni, massa markazi, og'irlik markazi.

Dinamikaning asosiy vazifasi.

Moddiy nuqta kinematikasini qaraganimizda mexanik harakat qonunlarini o'rgandik, lekin unda harakatlarni vujudga keltiruvchi sabablar bilan qiziqmadik. Materialistik ta'limot "harakat materiya bilan chambarchas bog'liq bo'lgan xususiyat" deb hisoblaydi. Boshqacha qilib aytganda, harakat doimo mavjud edi va bundan keyin ham mavjud bo'laveradi, materiya va uning harakati paydo bo'lib qolmaydi va yo'qolmaydi. Materialistik ta'limotini ana shu xulosalariga asoslanib "harakat qaerdan vujudga kelgan" degan savolga javob izlamay, balki jismlar harakatining o'zgarishlari (ya'ni tezlik o'zgarish va tezlanishning vujudga kelishi), bu o'zgarishlarning sababi va ular orasidagi, miqdoriy bog'lanishlar haqidagi dinamika masalalari bilan shug'ullanaylik. Dinamika qonunlari jismning harakati bilan uni Yuzaga keltirgan yoki bu harakatni o'zgartiruvchi sabablar orasidagi bog'lanishni o'rganadi. SHu sababli dinamika mexanikaning asosiy bo'limidir. Dinamikaning asosiy qonunlari I.Nyutonning "Natural falsafaning matematik asoslari"(1687y) kitobida ifodalangan. Bu qonunlar Nyutongacha va uning o'zi tomonidan olingan tajriba va nazariy izlanishlar umumlashtirilishidan iboratdir.

Mexanikaning dinamika bo'limida jismlar harakatini mazkur harakatni yuzaga keltiruvchi sabablar mohiyati bilan bog'lab o'rganiladi. Dinamikaning vazifasi asosan ikki qismdan iborat:

- 1) jism harakati ma'lum bo'lsa, unga ta'sir etuvchi kuchni aniqlash;
- 2) jismga ta'sir etuvchi kuch ma'lum bo'lgan taqdirda harakat qonunini aniqlash.

Bu mulohazalardan har qanday harakat kuch ta'siri ostida mavjud bo'lishi mumkin, degan xulosa kelib chiqmasligi lozim. Tajriba shuni ko'rsatadiki, kuch ta'sirida jismlarning tezligi o'zgaradi, ya'ni ular tezlanish oladilar.

Kuch haqida tushuncha. Fundamental o'zaro ta'sirlari. Tabiatda kuchlar

Tabiatdagi jismlar o'zaro ta'cirdadir. Kuch - kamida ikkita jismning o'zaro ta'sirini xarakterlovchi yoki jism harakat holatining o'zgarishini, jism shaklining o'zgarishini, yoki har ikkalasini birgalikda o'zgarishini aniqlovchi fizikaviy kattalik. Kuch harakatni bir jismdan ikkinchi jismga uzatuvchi vositadir. Bitta jism bilan boshqalarning mexanikaviy o'zaro ta'siri yoki boshqalarning muayyan jismga ta'siri endi boshqa barcha jismlarning muayyan jismga ta'sir kuchlari yordamida aniqlanishi mumkin.

Jismlarning o'zaro ta'siri ular bir-biriga tegib turganida yoki biror maydon orqali (gravitatsion maydon, elektromagnit maydon..) bo'lishi mumkin.

O'zaro ta'sirlarni asosan 4 turga

1. Gravitatsion..
2. elektromagnit.
3. Kuchli.
4. Kuchsiz ajratish mumkin.

Gravitatsion o'zaro ta'sir universal bo'lib, barcha jismlar orasida sodir bo'ladi. Lekin u makro jismlar orasida asosiy rol o'ynaydi, mikro dunyoda uning roli juda sezilarsizdir. Elektromagnit o'zaro ta'sir gravitatsion o'zaro ta'sirdan kuchli bo'lib, elektromagnit maydon orqali sodir bo'ladi. Bo' o'zaro ta'sir atom va molekulalar orasida sodir bo'ladi. Kuchli (yadroviy) o'zaro ta'sirlar atom Yadrosi ichida sodir bo'lib, elektromagnit o'zaro ta'sirdan Yuzlarcha marta kattadir. Mikrozararlardagi qisqa yashovchanlik yoki turg'unmaslik kuchsiz o'zaro ta'sir bilan xarakterlanadi. Klassik mexanikasida gravitatsion va elektromagnit o'zaro ta'sirlar qaraladi.

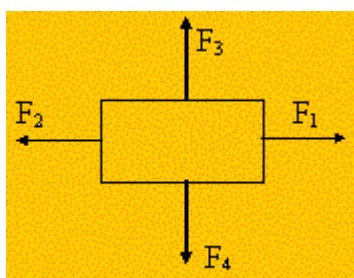
Mexanikada kuchlar.

1. Tortishish (gravitatsion) kuchlari.
2. Elastiklik kuchlari (elektromagnit o'zaro ta'sir).
3. Ishqalanish kuchlari (zararlarda orasidagi o'zaro ta'sir. Elektromagnit o'zaro ta'sir).

Jism yoki jismlar to'plamini sistema deb qarash mumkin. Sistemaga kirmovchi jismning undagi jismga ta'siri tashqi kuch, sistemaga kiruvchi jismlar orasidagi yoki jism qismlari orasidagi o'zaro ta'sir ichki kuch deyiladi.

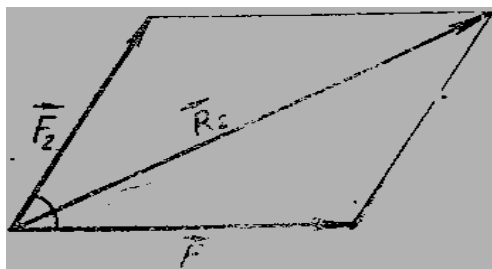
Tabiatda elastiklik, elektr, magnit, elektromagnit, gravitatsion, og'irlik kuchlari mavjud. Kuchlarni ta'sir va aks ta'sir yoki qarshilik kuchlariga (ishqalanish reaksiya kuchlar) iga ajratish mumkin. Kuch vektor kattalikdir. U son miqdori va yo'lanishi bilan xarakterlanadi.

Ayrim hollarda moddiy nuqtaga tabiati xar xil bo'lgan kuchlar ta'sirida mavjud bo'lishi mumkin. Xar bir kuch moddiy nuqta harakatining o'zgarishiga mustaqil ta'sir ko'rsatadi. Bu kuchlarning superpozitsiya (mustaqilik) printsiipi deyiladi.



Bunda moddiy nuqta yoki jism oladigan tezlanish shu kuchlarning natijaligi orqali hisoblanadi. Kuchlarning teng ta'sir etuvchisini vektorlar yigindisi ko'rinishida

topiladi, ya'ni kuchlar parallelogram qoidasiga ko'ra qo'shiladi.



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

Bu ifoda kuchlar superpozitsiyasi deb ataladi.

Kuch statik va dinamik usulda o'lchanadi. Statik usulda (prujinali tarozi, dinamometr, boshqa tarozilar yordamida) ma'lum kuchga solishtirish orqali, dinamik usulda esa m massali jismga bergan tezlanishi a topish orqali aniqlanadi.

Kuchning SI sistemasidagi birligi 1 nyuton (N) bo'lib, 1kg massali jismga 1m/s^2 tezlanish beruvchi kuchga teng. Sistemada 1 dina(dn)= 10^{-5} H, texnik sistemada esa $1\text{kG} \approx 9,8\text{n}$ olinadi.

Nyutonning I qonuni.

1687 yili I.Nyutonning "Natural falsafaning matematik asoslari" nomli kitobi nashr etildi. U bu kitobda harakatlarni o'rganishga doir o'zigacha bo'lgan barcha ma'lumotlarni umumlashtirgan va dinamikaning uchta asosiy qonunini bayon etdi. Shu sababli dinamika qonunlari Nyuton qonunlari deb nomlandi.

Nyuton tajriba va kuzatishlarga asoslanib, jismlarning qanday holda nisbiy tinchlikda va qanday holda to'g'ri chiziqli tekis harakatda bo'lishini aniqlab birinchi qonunini kashf etdi. Nyutonning birinchi qonuni quyidagicha ta'riflanadi: har qanday jism unga boshqa jismlar ta'sir qilmaguncha o'zining tinch holatini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini saqlaydi.

Jismlar o'zlarining tinch holatini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini saqlash qobiliyati inersiya deyiladi. Inersiya materiyaning eng umumiy xususiyatlaridan biridir. Barcha jismlar, ular qayerda bo'lishidan qat'i nazar, inersiyaga ega.

Nyutonning birinchi qonuni inersiya qonunini deb ham yuritiladi. Nyutonning birinchi qonunini matematik nuqtai nazardan quyidagicha yozish mumkin:

$$\left. \begin{array}{l} \vec{F} = 0 \text{ bo'lsa,} \\ \Delta \vec{v} = 0 \text{ yoki } v = \text{const} \end{array} \right\} \quad (23)$$

Nyutonning inersiya qonunini bevosita tekshirish mumkin emas, chunki atrofdagi ta'sirlar (havoning qarshiligi, ishqalanish kuchi, og'irlik kuchi va shu kabilar)ni bartaraf qilib bo'lmaydi. Lekin shunga qaramasdan, ayrim hollarda inersiyaning namoyon bo'lishini kuzatish mumkin. Masalan, harakatlanayotgan avtobusning tezligi miqdor yoki yo'nalish bo'yicha birdan o'zgarganida avtobusdagi yo'lovchilar o'zlarining dastlabki holatini saqlagan holda, agar avtobusning tezligi kamaya borsa – oldinga, orta borsa – orqaga, avtobus o'nga burilsa – chapga va nihoyat, chapga burilganda – o'nga og'adilar.

Nyutonning birinchi qonuni har qanday sanoq sistemasida ham bajarilavermaydi. Nyutonning birinchi qonuni bajariladigan sanoq sistemasiga inersial sanoq sistemasi deyilib, bajarilmaydigan sanoq sistemasiga esa noinersial sanoq sistemasi deb ataladi.

Markazi Quyosh bilan ustma-ust tushuvchi, o'qlari esa mos ravishda yo'lduzlarga tomon yo'nalgan sanoq sistemasining inersial sistema ekanligi tajribada aniqlangan. Bu sistema geliotsentrik sanoq sistemasi deyiladi. Geliotsentrik sistemaga nisbatan tekis va to'g'ri chiziqli harakatlanuvchi istalgan sanoq sitemasi inersial bo'ladi.

Nyutonning ikkinchi qonuni harakat tenglamasi sifatida. Kuch, impulsidan vaqt buyicha olingan birinchi tartibli hosila sifatida

Tajribalarning ko'rsatishicha, bir xil kuchlar bilan ta'sir qilinganda turli jismlar o'z tezliklarini turlicha o'zgartirar ekan, ya'ni ayni bir xil kuch turli jismlarga turlicha tezlanish beradi.

Tajribalardan ma'lumki, kuch ta'sirida jismning olgan tezlanishi qo'yilgan kuchga to'g'ri proporsional:

$$\frac{\vec{F}_1}{\vec{F}_2} = \frac{\vec{a}_1}{\vec{a}_2}; \frac{\vec{F}_2}{\vec{F}_3} = \frac{\vec{a}_2}{\vec{a}_3} \dots \quad (24)$$

Jismning olgan tezlanishining kattaligi faqat ta'sir etayotgan kuchning kattaligiga emas, shu bilan birga jismlarning ba'zi xususiy xossasiga ham bog'liq bo'lar ekan. Jismlarning bu xossasi massa deb ataladigan skalyar fizik kattalik bilan harakterlanadi va u m - harfi bilan belgilanadi.

(24) formuladan quyidagilarni yozish mumkin:

$$\frac{\vec{F}_1}{\vec{a}_1} = \frac{\vec{F}_2}{\vec{a}_2} = \frac{\vec{F}_3}{\vec{a}_3} = \dots = \frac{\vec{F}_n}{\vec{a}_n} \quad (25)$$

Bu ifodadan ko'rinadiki, jismga ta'sir qilayotgan kuchning mos ravishda jismning olgan tezlanishiga bo'lgan nisbati o'zgarmas kattalikdir. (25) nisbat jismlarning biror aniq xossasini harakterlovchi va har xil jismlar uchun qiymati turlicha bo'lgan o'zgarmas kattaliklarga teng.

Aslida $\frac{\vec{F}}{\vec{a}}$ nisbat jismning inertlik o'lchovi bo'lib, massa deb ataluvchi fizik kattalikdir. Massa skalyar kattalikdir, u m bilan belgilanadi va u additiv xossaga egadir.

$$(m=m_1+m_2=m_2+m_1)$$

Jismning massasi kancha katta bo'lsa, uning harakati o'zgarishiga to'sqinligi shuncha kuchli bo'ladi va berilgan kuch ta'sirida olgan tezlanishi shuncha kichik bo'ladi.

Nyutonning ikkinchi qonuni jismga qo'yilgan kuch, shu kuch ta'sirida jismning olgan tezlanishi va massasi orasidagi bog'lanishni aniqlaydi. Dinamikaning ikkinchi qonuni quyidagicha ta'riflanadi.

Kuch ta'sirida jismning olgan tezlanishi kuchga to'g'ri proporsional bo'lib, massasiga teskari proporsionaldir, ya'ni:

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} \quad (26)$$

(26) ifodaga ko'ra jismga ta'sir qiluvchi kuch quyidagiga teng:

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

Jism massasi va tezligi ko'paytmasi bilan xarakterlanuvchi fizik kattalik

$$p=mv \quad (3)$$

impuls deyiladi. Impuls vektor kattalikdir.

$$\vec{p} = m\vec{v} \quad (4)$$

Jism tezlanishi va tezligi orasidagi bog'lanishni hisobga olib

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (5)$$

impuls o'zgarishni

$$d\vec{p} = d(m\vec{v}) = m d\vec{v} \quad (6)$$

ko'rinishida ifodalasak, (2) Ifodani quyidagi ko'rinishida yozish mumkin.

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

Nyuton o'zining II qonunini (7) ko'rinishida havola etgan edi. Jism impulsning o'zgarish tezligi unga ta'sir etuvchi tashqi kuch bilan aniqlanada. Bu dinamikaning asosiy qonunidir.

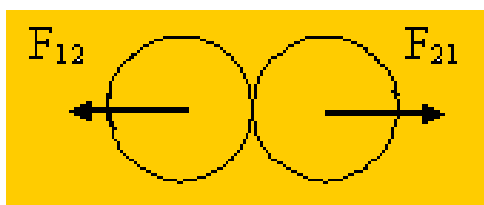
Nyutonning III qonuni.

Tabiatda hech qachon bir jismning ikkinchi jismga ta'siri bir tomonlama bo'lmay, har doim jismlar orasida o'zaro ta'sir hosil bo'ladi. Nyutonning III qonuni zaro ta'sir haqida:

O'zaro ta'sirlashuvchi jismlarga ta'sir etuvchi kuchlar miqdor jihatdan teng, lekin qarama-qarshi yo'nalgandir.

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

Bu kuchlar turli jismga qo'yilgan bo'ladi.



Masalan, massalari m_1 va m_2 bo'lgan turli ishorali zaryadlangan ikki jismni ko'raylik. F_1 va F_2 kuchlar ta'sirida jismlar a_1 va a_2 tezlanishlar oladi. Nyutonning uchinchi qonunidagi $\vec{F}_1$ va $\vec{F}_2$ kuchlarning o'rniga dinamikaning ikkinchi

qonunidan $\vec{F}_1 = m_1\vec{a}_1$ va $\vec{F}_2 = m_2\vec{a}_2$ larni qo'yib, quyidagini olamiz:

$$m_1 a_1 = -m_2 a_2 \quad (32)$$

$$\text{bundan } \frac{m_1}{m_2} = -\frac{a_2}{a_1} \quad (33)$$

(33) tenglamaning o'ng tomonidagi surat va maxrajini t vaqtga ko'paytirilsa, quyidagi hosil bo'ladi:

$$\frac{m_1}{m_2} = -\frac{a_2 t}{a_1 t} \quad (34)$$

bunda $a_1 t = v_1; a_2 t = v_2$ lar birinchi va ikkinchi jismlarning tezliklaridir. Binobarin,

$$\frac{m_1}{m_2} = -\frac{v_2}{v_1} \quad (35)$$

Jismlarning o'zaro ta'siri tufayli olgan tezliklari ularning massalariga teskari proporsional bo'lib, qarama-qarshi yo'nalgan. (35) tenglikdan quyidagini yozish mumkin:

$$m_1 v_1 = -m_2 v_2 \quad (36)$$

Jismlarning o'zaro ta'siridan olgan impulslari teng va qarama-qarshi yo'nalgan.

Biror t vaqt oralig'ida avval v_0 tezlik bilan harakatlanayotgan m massali jismga o'zgarmas F kuch ta'sir qilgan bo'lsin. Bu kuch jismga doimiy a tezlanish beradi va buning natijasida jism vaqt oralig'ining oxirida v tezlik oladi. Bunda Nyutonning ikkinchi qonuniga ko'ra shunday yozish mumkin:

$$F = ma = m \frac{v - v_0}{t} \quad (36')$$

$$\text{yoki } Ft = mv - mv_0 \quad (37)$$

Jism massasining uning tezligiga ko'paytmasi jismning harakat miqdori (impulsi) deyiladi (mv).

Harakatlantiruvchi kuchning uning ta'sir vaqtiga ko'paytmasi kuch impulsi deyiladi (Ft). Bu kattaliklar vektor kattaliklar.

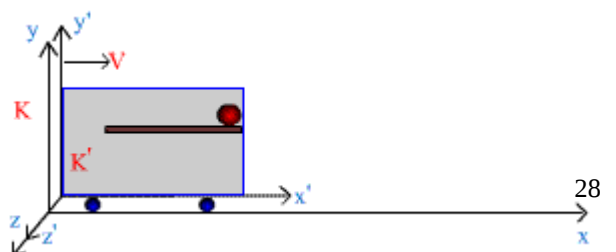
Inersiya kuchlari.

Tekis va to'g'ri chiziqli (ya'ni inersiyasi bilan) harakatlanayotgan (yo'lduzga nisbatan) sanoq sistemasi inersial sanoq sistemasi bo'ladi. Agar biron inersial sanoq sistema boshqa shunday sistemaga nisbatan tezlanish bilan harakatlansa u holda bu sistema noinersial sanoq sistema buladi.

Nyuton qonunlari faqat inersial sanoq sistemalarida o'rinlidir. Noinersial sistemalarda bu qonunlar o'rinli emas. Masalan, tekis va to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan absolyut silliq vagonda m massali shar va bir kuzatuvchi turgan bo'lsin. Ikkinchi kuzatuvchi yerda vagon o'tadigan joy yaqinida to'g'ribdi. Demak, ikkala kuzatuvchi ham inersial sanoq sistemalari bilan bog'langan. Endi yerdagi kuzatuvchi oldidan o'tish paytida vagon tezlanish bilan harakatlana boshlasa, u noinersial sistema bo'lib qoladi. Bunda vagondagi shar vagon tezlanishiga teng tezlanish bilan qarama-qarshi harakatlanadi.

Bunda kuzatuvchilar uchun sharni harakatini ko'raylik.

1. Yerdagi kuzatuvchi uchun shar inersiya qonuniga bo'ysunib tekis



to'g'ri chiziqli harakatini davom ettiradi.

2. Vagondagi kuzatuvchiga shar kuch ta'sirisiz harakatga kelishi ko'rinadi. Shar - a_0 tezlanish oladi. Kuzatuvchi shu tezlanishni yuzaga keltiruvchi kuchni axtarib topa olmaydi. Bu inersiya qonuniga ziddir.

Bu kelishmovchilikni inersiya kuchlari tushunchasini kiritish bilan bartaraf qilamiz: sharni tezlanishi vagondagi jismga boshqa jismlarni ta'siri tufayli emas, balki vagonni yerdagi kuzatuvchiga nisbatan tezlanuvchan harakati tufayli vujudga keladi. Shuning uchun noinersial sanoq sistemadagi jismga ta'sir etuvchi bunday kuchlarni (Nyuton kuchlaridan fark qilish uchun) inersiya kuchlari deyiladi. Bu kuchlarni jismlarga ta'siri xam Nyuton kuchlarinikidek buladi. Demak vagondagi shar inersiya kuchi $F_i = -m a_0$ ta'sirida harakatga keladi. Shuning uchun noinersial sanoq sistemalarida jismga ta'sir etuvchi kuchlar F_n va F_i kuchlarni yig'indisi deb karash kerak

$$ma' = \sum F_n + F_i \quad \text{yoki} \quad ma' = \sum F_n - m a_0$$

Bu yerda a' noinersial sanoq sistemadagi jismni barcha kuchlar ta'sirida olgan tezlanishidir.

Shunday qilib: 1. Inersiya kuchlari faqat noinersial sanoq sistemadagina ta'sir kiladi.

2. Inersiya kuchlari odatdagi Nyuton kuchlaridan farq qilib, ularni yuzaga kelish sabablarini jismlarni o'zaro ta'siridan chiqarib bo'lmaydi.

3. Inersiya kuchlari uchun Nyuton III-qonunini qo'llab bo'lmaydi.

Inersiya kuchlarini yuzaga kelishini koinotdagi butun jismlar yigindisini ta'siri bilan bog'lik deyish mumkin. Gap shundaki inersiya kuchlari bilan tortishish kuchlari urtasida katta uxshashlik bor: ikkalasi xam uzlari ta'sir kilayotgan jism massasiga proporsionaldir. Ba'zan kuchlarni umuman ajratib bo'lmaydi. M-n, fazoda korabl tezlanish bilan harakatlanayotgan bulsa kosmonavt orqa devorga siquvchi kuchnihxis qiladi. Kosmonavtni bu kuch ta'siridan olgan sezgilari tortishish kuchidan oladigan sezgilardan hech faqk qilmaydi. Bunda kosmonavt uziga ta'sir etuvchi kuchni inersiya kuchi deb ataydi. Agar kosmonavt korablni tinch to'g'ribdi deb olib, koinot korablgga nisbatan a tezlanish bilan harakatlanayapti desa bu kuchni tortishish kuchi deydi. Bu ikkala fikr xam to'g'ridir. Bu qoida tortishish va inersiya kuchlarining ekvivalentlik prinsipi deyiladi.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Nyuton birinchi qonuni qanday hollarda bajariladi?
2. Massa, kuch tushunchalariga ta'rif bering.
3. Nyuton ikkinchi qonuning umumiy ifodasini yozing va tushuntiring.
4. Nyuton uchinchi qonunini ta'riflang.
5. Massa markazi haqidagi teoremani izohlang.
6. Dinamikaning asosiy vazifasi nima?
7. Moddiy nuqtaning holati qanday ifodalanadi?
8. Qanday jism erkin jism deyiladi?
9. Kuch qanday birliklarda o'lchanadi?

4 - Ma'ruza. ABSOLYUT QATTIQ JISMNING AYLANMA HARAKAT DINAMIKASI

Reja:

1. **.Qattiq jismning qo'zg'almas o'q atrofida harakatii. Kuch momenti.**
2. **Aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi**
3. **Inersiya momenti. Shteynerr teoremasi.**
4. **Qo'zg'almas o'q atrofida aylanuvchi qattiq jism asosiy tenglamasi.**
5. **Qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan qattiq jismning kinetik energiyasi.**
6. **Impuls momenti.**
7. **Erkin o'qlar. Giroskoplar.**

Tayanch so'zlar va iboralar: Inersial tizim, noinersial tizim, Er sirti bilan bog'langan tizim, vagon bilan bog'langan tizim, aylanuvchi sanoq tizim, og'irlik kuchi, inersiya kuchi, elastiklik kuchi, markazdan qochma inersiya kuchi, Koriolis kuchi.

Qattiq jism aylanma harakatini dinamika nuqtai nazaridan tekshirilganda kuch tushunchasi bilan bir qatorda kuch momenti tushunchasi massa tushunchasi bilan bir qatorda inersiya momenti tushunchasi kiritiladi.

Kuch ta'sirida jismlar faqat aylanma harakat qilayotgan bo'lsin. Masalan, auditoriya eshigi, radiola plastinkasi, rul chambaraklari, charx toshi va shu kabilar kuch ta'sirida aylanma harakat qilishlarini biz kuzatishlardan bilamiz. Kuchning aylantiruvchi ta'siri qanday kattalik bilan ifodalanishini aniqlaymiz.

Tajribalardan ma'lumki, uy eshigini uning aylanish o'qiga (oshiq-moshiqqa) yaqin joyidan itarib ochish uchun ancha kuch kerak. Aksincha, aylanish o'qidan ancha nari joydan itarsak, eshik osongina ochiladi. Radiola plastinkasini qo'l bilan aylantirib ko'raylik. Bunda ham qo'l barmog'imizni plastinkaning aylanish o'qiga yaqinroq joyiga bosib plastinkani aylantirish uchun ancha kuch qo'yish kerakligini ko'ramiz. Agar aylanish o'qidan uzoqroqdan bosib aylantirsak, u oson aylanadi.

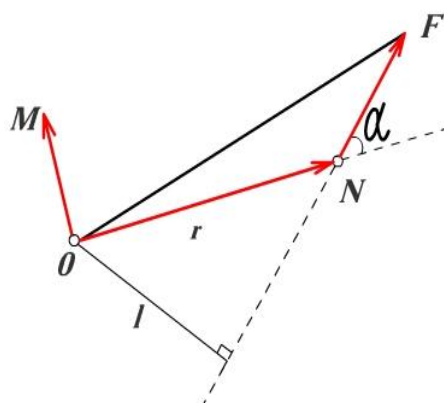
Shunga o'xshash tajribalardan aylanish o'qi bo'lgan jismga kuchning ta'siri faqat kuchning kattaligiga emas, shuningdek, kuchning qo'yilish nuqtasidan aylanish o'qigacha bo'lgan masofaga ham bog'liq bo'lishi ko'rinib turibdi.

Qo'zg'almas O nuqtaga nisbatan F kuchning momenti deb, O nuqtadan F kuch qo'yilgan N nuqtaga o'tkazilgan r radius-vektor bilan shu kuchning vektor ko'paytmasiga aytiladi:

$$\vec{M} = [\vec{r}\vec{F}]. \quad (4.25)$$

M vektori r va F vektorlar tekisligiga o'ng parma qoidasi bo'yicha tik yo'nalgan (4.10-rasm). Kuch momentining moduli

$$M = Fr \sin \alpha = Fl \quad (4.26)$$



4.11-rasm.

formula bilan aniqlanadi. Bu yerda α - r bilan F orasidagi burchak, $l = r \sin \alpha$ - O nuqtadan F kuchning ta'sir chizig'iga tushirilgan tik chiziqning uzunligi. Bunda l kattalik F kuchning elkasi deyiladi.

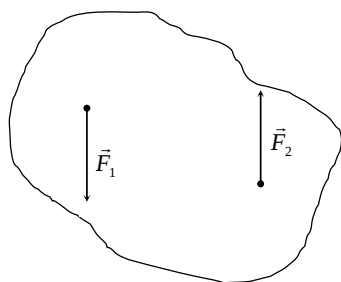
SI birliklar sistemasida kuch momenti nyuton-metr ($N \cdot m$) deb atalgan birlikda o'lchanadi, ya'ni

$$[M] = [F] \cdot [l] = 1H \cdot 1M = 1H \cdot m. \quad (18)$$

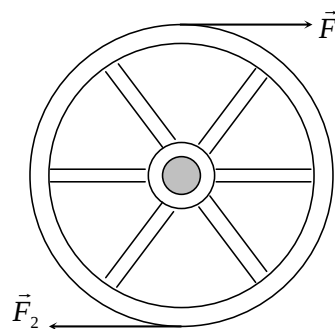
Amalda ko'pincha jismga juft kuchlar deb ataladigan kuchlarning ta'siriga duch kelamiz. Masalan, shofyor qo'llari yordamida juft kuchlar hosil qilib, rul chambaragini buradi, Yerning magnit maydoni magnit strelkasiga juft kuchlar bilan ta'sir etib, uning bir uchini shimolga, ikkinchi uchini janubga tomon buradi.

Juft kuchlar deb bir to'g'ri chiziqda ta'sir qilmayotgan ikkita bir-biriga teng va parallel, qarama-qarshi yo'nalgan kuchlarga aytiladi.

6-rasmda $\vec{F}_1$ va $\vec{F}_2$ juft kuchlar tasvirlangan.



6-rasm.



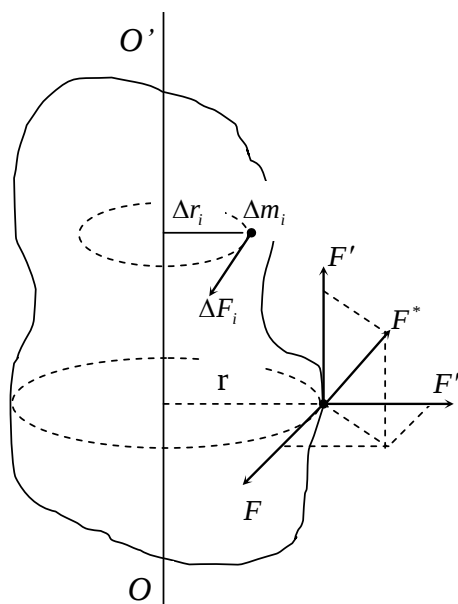
7-rasm.

Juft kuchlarni bir kuch bilan almashtirib bo'lmaydi, ya'ni ularning teng ta'sir etuvchisi bo'lmaydi. Shuning uchun juft kuchlar jismga ilgarilanma harakat bera olmaydi, juft kuchlar jismni aylantiradi. 7-rasmda aylanish o'qidan chiqarib olingan g'ildirak juft kuchlar ta'sirida aylanma harakat qilishi ko'rsatilgan.

Juft kuchlarning jismni aylantiruvchi ta'siri ham kuch momenti bilan karakterlanadi. Kuchlardan birining kuch yelkasiga ko'paytmasi juft kuchlarning momenti deb ataladi. Juft kuchlar momentining kattaligi aylanish o'qining vaziyatiga bog'liq emas.

Ixtiyoriy shakldagi qattiq jism qo'zg'almas OO' o'q atrofida F^* kuch ta'sirida aylanayotgan bo'lsin (8-rasm). Bunda jismning barcha nuqtalari markazi

shu o'qda yotgan aylanalar chizadi. Jism barcha nuqtalarining burchak tezliklari va burchak tezlanishlari bir xil bo'ladi.



8-rasm.

Ta'sir qilayotgan F^* kuchni uchta o'zaro perpendikulyar ta'sir etuvchilarga ajratamiz: o'qqa parallel F' , o'qqa perpendikulyar F'' , hamda F' va F'' larga perpendikulyar F kuchga. Jismni kuch qo'yilgan nuqta chizgan aylanaga urinma bo'lgan F tashqil etuvchisi aylantiradi. F' va F'' tashqil etuvchilar jismni aylantirmaydi. F kuch aylantiruvchi kuch deyiladi. F kuchning ta'siri faqat uning kattaligiga bog'liq bo'lmay, kuch momentiga ham bog'liq, ya'ni

$$M = F \cdot r. \quad (19)$$

(19) ifoda kuch momentining formulasi deyiladi. Bu yerda F - aylantiruvchi kuch, r - aylanish o'qidan kuch qo'yilgan nuqtasigacha masofa.

Butun jismni juda kichik zarralar – elementar massalarga fikran bo'lamiz. Har bir Δm_i elementar massaga elementar aylantiruvchi ΔF_i kuch qo'yilgan bo'ladi (8-rasm). Nyutonning ikkinchi qonuni asosida

$$\Delta F_i = \Delta m_i \cdot a_i, \quad (20)$$

bu yerda a_i - elementar massaga berilayotgan chiziqli tezlanish. Bu tenglikning ikkala qismini elementar massa chizayotgan aylananing radiusi Δr_i ga ko'paytirib va chiziqli tezlanish o'rniga burchak tezlanishini kiritsak, quyidagini hosil qilamiz:

$$\Delta F_i \cdot \Delta r_i = \Delta m_i \Delta r_i^2 \varepsilon. \quad (21)$$

$\Delta F_i \cdot \Delta r_i = \Delta M_i$ kattalik elementar massaga qo'yilgan aylantiruvchi moment ekanini nazarga olib

$$\Delta m_i \Delta r_i^2 = \Delta J_i \quad (22)$$

deb belgilash kiritsak, (21) ni quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$\Delta M_i = \Delta J_i \cdot \varepsilon. \quad (23)$$

ΔJ_i kattalik moddiy nuqtaning inersiya momenti deyiladi.

jismni biror o'qqa nisbatan inersiya momenti deb shu jismni moddiy nuqtalari (bulakchalari) ni inersiya momentlarini yigindisiga aytiladi.

$$\sum_{i=1}^n \Delta J_i = J$$

$$J = \sum J_i = \sum \Delta m_i r_i^2 = m r^2$$

Demak, moddiy nuqtaning biror aylanish o'qiga nisbatan inersiya momenti deb moddiy nuqta massasining shu o'qqacha bo'lgan masofa kvadrati ko'paytmasiga aytiladi.

Jismni tashqil qilgan barcha moddiy nuqtalarga qo'yilgan ΔM_i aylantiruvchi momentlarni jamlab quyidagicha yozish mumkin:

$$\sum_{i=1}^n \Delta M_i = \varepsilon \cdot \sum_{i=1}^n \Delta J_i, \quad (24)$$

bu yerda $\sum_{i=1}^n \Delta M_i = M$ jismga qo'yilgan aylantiruvchi moment, ya'ni aylantiruvchi F kuchning momenti,

(24) formulani quyidagicha yozish mumkin:

$$M = \varepsilon \cdot J. \quad (25)$$

(24) formula aylanish dinamikasining asosiy qonuni, ya'ni aylanma harakat uchun Nyutonning ikkinchi qonunini ifodalaydi: jismga qo'yilgan aylantiruvchi kuchning momenti jismning inersiya momentining burchak tezlanishga ko'paytmasiga teng.

Demak, ilgarilanma harakatida massa qanday rol uynasa aylanma harakatida inersiya momenti shu jismni aylanma harakatiiga nisbatan inertiligini ifodalaydigan kattalik ekan degan xulosaga kelamiz.

Jismning massasi va inersiya momentini yana bir o'xshashligi sho'qi, jismni mayda bulakchalarini massalarini yigindisi tula massani, inersiya momentlarini yigindisi esa tula inersiya momentini beradi.

Bundan foydalanib turli shakldagi jismlar J -larni hisoblash mumkin.

Agar yaxlit qattiq jism uchun

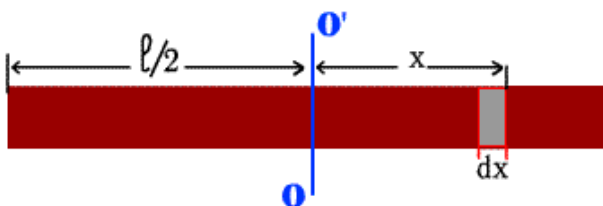
$$J = \int r^2 dm.$$

Agar jism bir jinsli, ya'ni uning zichligi ρ butun hajm bo'yicha bir xil bo'lsa, u holda

$$dm = \rho dV \quad \text{va} \quad J = \rho \int r^2 dV$$

bu yerda V – jismning hajmi.

Masalan: m massali l uzunlikdagi sterjenni urtasidan utuvchi o'qqa nisbatan J ni topaylik. Jismning inersiya momenti uning materialiga, shakliga, o'lchamiga, shuningdek, jismning aylanish o'qiga nisbatan joylashishiga bog'liq.



Masalan: m massali l uzunlikdagi sterjenni urtasidan utuvchi o'qqa nisbatan J ni topaylik. Sterjenni xayolan dX uzunlikdagi

dm massali elementar bulakchalarga ajrataylik. U holda

$$dm = m / l \cdot dx$$

m / l ni chiziqlili zichlik deyiladi. 00' o'qdan X uzoqlidagi bo'lakchani inersiya momenti

$$dJ = x^2 dm = m / l \cdot x^2 dx$$

Integrallasak

$$J = \frac{m}{l} \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} x^2 \cdot dx = \frac{m}{l} \cdot \frac{x^3}{3} \Big|_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} = \frac{1}{12} m l^2$$

Ba'zi jismlarning ma'lum o'qlarga nisbatan inersiya momentlari bilan tanishamiz.

1. l uzunlikdagi ingichka sterjenning inersiya momenti (9-rasm. 1)

$$J = \frac{1}{12} m l^2. \quad (28)$$

2. Bo'yi a, eni b bo'lgan brusokning inersiya momenti (9-rasm. 2)

$$J = \frac{1}{12} m(a^2 + b^2). \quad (29)$$

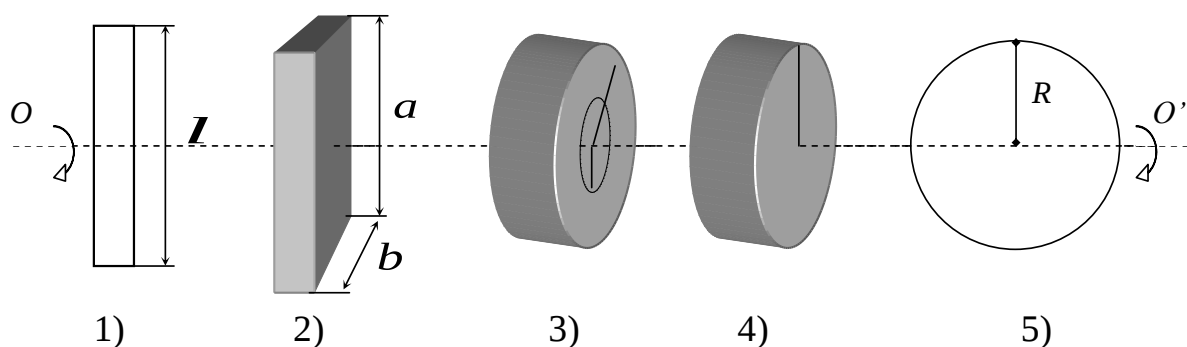
3. Tashqi radiusi R, ichki radiusi r bo'lgan xalqaning inersiya momenti (9-rasm. 3)

$$J = \frac{1}{2} m(R^2 + r^2). \quad (30)$$

4. R radiusli disk (silindr) ning inersiya momenti (9-rasm. 4)

$$J = \frac{1}{2} m R^2. \quad (31)$$

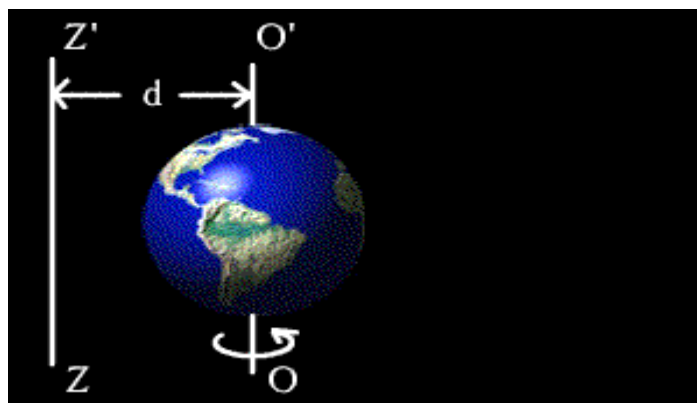
5. R radiusli sharning inersiya momenti (9-rasm. 5)



Agar jismni massa markazidan utuvchi o'qqa nisbatan J si ma'lum bo'lsa, bu o'qqa parallel bulgan ixtiyoriy boshqa o'qqa nisbatan inersiya momentini topish mumkin. Bu metod **Gyuygens - Shteynerrning** panjara-parallel o'qlarga nisbatan inersiya momentlari xakidagi teoremaga asoslangan.

Jismning ixtiyoriy a o'qqa nisbatan inersiya momenti, bu o'qqa parallel va jismning massa markazidan o'tgan o'qqa nisbatan inersiya momenti Js bilan jism

massasi m ni shu o'qlar orasidagi masofaning kvadratiga ko'paytmasining yig'indisiga teng. $J_{zz'} = J_{oo'} + md^2$



Bu yerda $\varepsilon = (\omega - \omega_0) / t$ bulganidan

$$M = J (\omega - \omega_0) / t \quad (2) \text{ chiqadi}$$

(1) va (2) lar aylanma harakati dinamikasining asosiy tenglamasidir. Bu xuddi Nyuton II qonuniga o'xshash.

II. F kuch ta'sirida jism aylansa ish bajariladi.

Elementar ish $dA = F \cdot dS$; bu yerda $dS = r \cdot d\varphi$. ekanini hisobga olsak

$$dA = Frd\varphi = M d\varphi \quad (3) \text{ bo'ladi.}$$

$$\text{YOKi } dA = Md\varphi = J\varepsilon d\varphi = Jd\omega d\varphi / dt = J\omega d\omega$$

Integrallasak

$$A = \int_{\omega_1}^{\omega_2} J\omega d\omega = \frac{J\omega_2^2}{2} - \frac{J\omega_1^2}{2}$$

Bu qo'zg'almas o'q atrofida aylana oluvchi jismga uzgarmas kuch ta'sir qilganda bajarilgan ishdur.

Agar aylantiruvchi moment $M = const$ va jismning inersiya momenti $J = const$ bo'lsa, u holda (25) formulani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$M = J \frac{\omega_0 - \omega}{t}, \quad (26)$$

yoki

$$Mt = J\omega_0 - J\omega, \quad (27)$$

bu yerda t - jismning aylanish burchak tezligi ω_0 dan ω gacha o'zgarish uchun ketgan vaqt oralig'i;

Mt - kuch momentining impulsi;

$J\omega$ - harakat miqdorining momenti.

(27) formula harakat miqdori momentining o'zgarish qonunini ifodalaydi:

biror vaqt oralig'ida jismning harakat miqdori momentining o'zgarishi xuddi shu vaqt oralig'idagi kuch momenti impulsiga teng.

$M \neq const$ bo'lgan holda ham harakat miqdori momentining o'zgarish qonuni (27) formula to'g'riligicha qoladi.

Aylantiruvchi moment $\vec{M}$ moment impulsi $\vec{M}t$ va harakat miqdorining momenti $J\vec{\omega}$ vektor kattaliklardir.

Aylanma harakat qilayotgan jismning kinetik energiyasi ifodasini chiqaraylik. Aylanayotgan jismning r_i radiusli aylana bo'ylab ϑ_i tezlik bilan aylanayotgan Δm_i massali bir zarrasining kinetik energiyasi quyidagiga teng:

$$\Delta W_i = \frac{\Delta m_i \vartheta_i^2}{2} = \frac{\Delta m_i r_i^2 \omega^2}{2} = \frac{\Delta J_i \cdot \omega^2}{2}, \quad (32)$$

bu yerda ΔJ_i - zarraning inersiya momenti;

ω - jismning aylanish burchak tezligi.

Jismni tashqil qiluvchi barcha zarralarning ΔW_i energiyalarining yig'indisidan aylanayotgan jismning kinetik energiyasini hosil qilamiz:

$$W_{k.a\ddot{u}l.} = \sum_{i=1}^n \Delta W_i = \frac{\omega^2}{2} \sum_{i=1}^n \Delta J_i = \frac{J\omega^2}{2}. \quad (33)$$

Aylanish kinetik energiyasi hisobiga jism ish bajarishi mumkin. Bu ish aylanish kinetik energiyasining o'zgarishiga (kamayishiga) teng bo'ladi, ya'ni

$$A = \frac{J\omega_0^2}{2} - \frac{J\omega^2}{2}, \quad (34)$$

bu yerda ω_0 va ω - boshlang'ich va oxirgi burchak tezliklari.

Texnikada mashinalar (traktorlar, kemalar va shunga o'xshashlar) ning bir tekis yurishini ta'minlash uchun maxovikning kinetik energiyasidan foydalaniladi:

nagruzka (yo'qlanish) to'satdan ortganida mashina to'xtab qolmaydi, balki maxovikning aylanishi tufayli yig'ilgan kinetik energiya hisobiga ish bajaradi.

Agar jism bir vaqtda ham ilgarilanma harakatda, ham aylanma harakatda bo'lsa, uning to'la kinetik energiyasi ilgarilanma harakatdagi kinetik energiyasi bilan aylanishdagi kinetik energiyasi yig'indisiga teng bo'ladi, ya'ni

$$W_k = \frac{m\vartheta^2}{2} + \frac{J\omega^2}{2}, \quad (35)$$

bu yerda m va J - qattiq jismning massasi va inersiya momenti;

ϑ va ω - uning chiziqli va burchak tezliklari.

Ko'p amaliy masalalarni yechishda bu qoidani nazarga olish kerak.

Endi, ilgarilanma va aylanma harakatlarning kattaliklari va tenglamalarini o'xshashligini ko'rib chiqamiz.

Ilgarilanma harakatni harakterlovchi har bir fizik kattalikka aylanma harakatni harakterlovchi bir fizik kattalik mos keladi (jadval 1)

Jadval 1.

Ilgarilanma harakat		Aylanma harakat	
1. Vaqt	t	1. Vaqt	t
2. Chiziqli yo'l	S	2. Burchak yo'l	φ
3. Chiziqli tezlik	ϑ	3. Burchak tezlik	ω
4. Chiziqli tezlanish	a	4. Burchak tezlanish	ε
5. Kuch	F	5. Kuch momenti	M

6. Massa	m	6. Inersiya momenti	J
7. Kuch impulsi	Ft	7. Kuch momentining impulsi	Mt
8. Harakat miqdori	$m\vartheta$	8. Harakat miqdorining momenti	$J\omega$
9. $F = ma$		9. $M = J \cdot \varepsilon$	
10. $S = \vartheta t$		10. $\varphi = \omega \cdot t$	
11. $\vartheta = \vartheta_0 \pm at$		11. $\omega = \omega_0 \pm \varepsilon \cdot t$	
12. $S = \vartheta_0 t \pm \frac{at^2}{2}$		12. $\varphi = \omega_0 t \pm \frac{\varepsilon t^2}{2}$	
13. $\sum_{i=1}^n m_i \vartheta_i = const$		13. $\sum_{i=1}^n J_i \omega_i = const$	
14. $W_{\kappa} = \frac{m\vartheta^2}{2}$		14. $W_{\kappa} = \frac{J\omega^2}{2}$	

Qattiq jismning impuls momenti L deb, shu jismning impulsi bilan radius-vektorni ko'paytmasiga aytiladi, ya'ni qattiq jismni biror m_i massali nuqtasidan aylanish o'qigacha bulgan masofa r_i bo'lsa va shu qattiq jism v_i chiziqlili tezlik bilan aylanayotgan bo'lsa bu nuqtaning impuls momenti

$$L_i = m_i v_i r_i \quad (1) \text{ bo'ladi.}$$

Qattiq jismni impuls momenti ayrim olingan nuqtalarning impuls momentlarini yigindisiga teng bo'ladi.

$$L = \sum L_i = \sum m_i v_i r_i$$

$v = \omega r$ bulganidan $L = \omega \sum m_i r_i^2 = J \omega$ (2) chiqadi. Buni differensiyalasak

$$\frac{dL}{dt} = J \cdot \frac{d\omega}{dt} = J \cdot \varepsilon = M \quad (3)$$

bo'ladi. Bundan $dL = M \cdot dt$ (4)

(3), (4) qattiq jismni qo'zg'almas o'qqa nisbatan aylanma harakatii dinamikasining acosiy tenglamalaridan biridir.

Agar bizga berk sistema berilgan bo'lsa tashqi kuchlarning momenti $M=0$ bo'ladi va

$$dL / dt = 0 \quad \text{yoki} \quad L = const \quad \text{ga ega bo'lamiz.}$$

Bundan $L = J \omega = const$ (5) yoki

$J_1 \omega_1 = J_2 \omega_2 = J_3 \omega_3 = \dots const$ deb yozish mumkin.

Bu (5) ifoda qattiq jismning impuls momentini saqlanish qonunidir. Demak, berk sistemaning impuls momenti zaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi.

$L = J \omega = \text{const}$ ni Jo'qovski kursida namoyish qilish mumkin. Qo'llari pastda bulgan odam, kursida tik turib ω_2 burchakli tezlik bilan aylanma harakati kilayotgan bo'lsa, y J_2 inersiya momentiga ega bo'ladi.

Agar odamning qo'llari yoyik bo'lsa, sistema inersiya momenti J_1 , kursining burchakli tezligi ω_1 bo'ladi. Ammo $J_1\omega_1 = J_2\omega_2 = \text{const}$ Demak, sistemani inersiya momenti kanchaga uzgarsa, unga mos holda burchak tezlik xam shunchaga uzgaradi.



Impuls, impuls momenti, energiyaning saqlanish qonunlari - universal qonunlardir. Ular fakat Nyuton mexanikasidagina emas, balki mikrozarrachalar fizikasida xam urinlidir.

Impuls momentining saqlanish qonuni xam impuls, energiyaning saqlanish qonunlari kabi tabiatning umumiy qonunlaridan biri. Bu qonun inersial sanoq tizimlari (IST) da bajariladi. IST joylashgan fazo izotropik xususiyatga ega. Bu degani IST ning koordinata o'qlarini ixtiyoriy yo'nalishda olmaylik, impuls momentining saqlanish qonuni uz kuchini saklaydi.

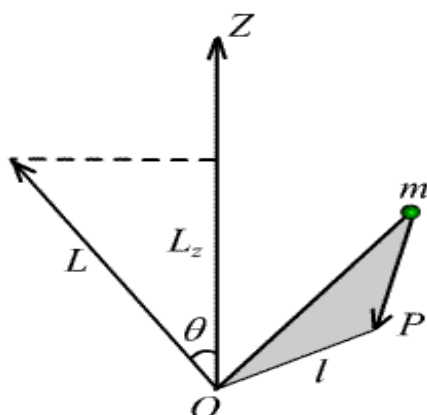
I. m massali moddiy nuqta v tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsa u $R = mv$ impulsga ega bo'ladi.

Agar shu MN biron qo'zg'almas O nuqtaga nisbatan joylashgan bo'lsa uni shu nuqtaga nisbatan impuls momenti

$$L = [p \cdot r] \quad (1) \quad \text{bo'ladi.}$$

(1) dan zaqt buyicha xosila olsak MN impulsini uzgarish qonunini topamiz

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



Bu yerda $v = dr / dt$, Demak birinchi xad v va p larni ko'paytmasi. Ularni yo'nalish bir xil, shuning uchun ko'paytmasi 0 dir. Ikkinchi xad $F = dp / dt$ Nyuton II qonunidir.

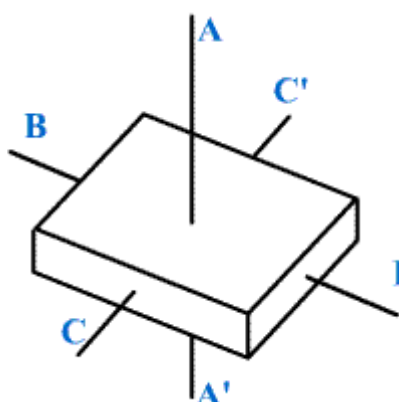
Shuning uchun

$$\frac{dL}{dt} = [F \cdot r] = M \quad (2)$$

M- qo'zg'almas nuqtaga nisbatan kuch momenti $M = 0$ bo'lsa $dL / dt = 0$ yoki $L = \text{const}$ (3) bo'ladi.

Demak, moddiy nuqtaga ta'sir ko'rsatuvchi kuchlarning teng ta'cir etuvchisini ixtiyoriy 0 nuqtaga nisbatan momenti nol bo'lsa MN impulsini momenti uzgarmas kattalik bo'ladi.

5. Agar aylanish o'qi qattiq jismning massalar markazi orqali o'tmasa o'qqa markazdan kochirma F_{mk} kuchlar ta'sir qiladi. Natijada o'q egiladi, deformatsiyalanadi, bora-bora u yaroqsiz holga keladi. Shuning uchun kup



xollarda aylanish o'qini jismning massa markazi orqali o'tadigan qilinadi. Demak,

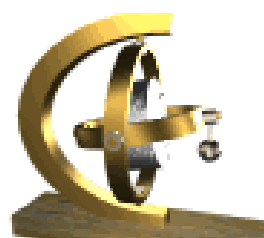
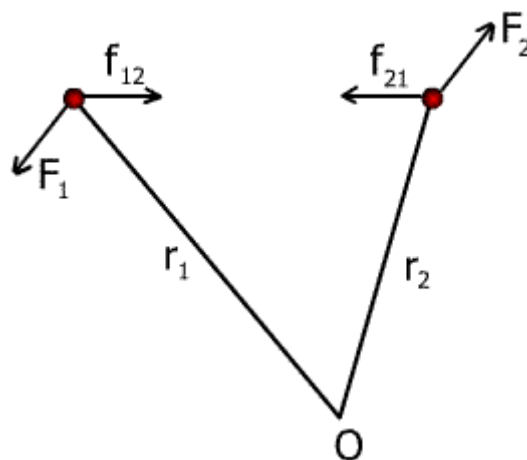
ayanish o'qi massalar markazi orqali o'tib, markazdan qochma kuchlarni o'qqa nisbatan momenti nolga teng bulganda aylanayotgan jism o'qqa kuchli ta'sir ko'rsatmaydi. Agar jism simmetriyaga ega bo'lsa, bunday o'qlarni yo'nalishini aniklash mumkin. Masalan, to'g'ri burchakli paralleliped (gugurt kutisi) shaklidagi jism karama-karshi yoqlari

markazlaridan o'tgan uchta o'zaro tik o'qqa ega.

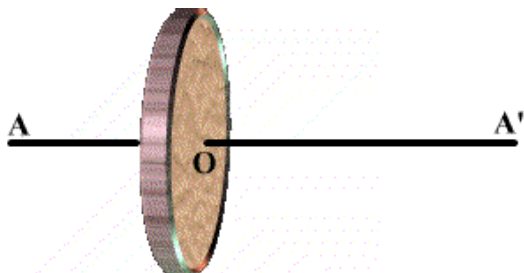
Jism shu o'qlardan biri (AA') atrofida aylantirilsa aylanish o'qini to'tib turgan tayanchlarga xech qanday ta'sir ko'rsatmaydi. Boshqa o'qlarga nisbatan esa turtki yuzaga keladi. Tashqi kuchlarni ta'sirisiz saklanadigan aylanish o'qi jismning erkin aylanish o'qi deyiladi. Turli xil jismlarning erkin aylanish o'qlari atrofida aylanishi turgun bulishini tajribada kuraylik. Metall xalqa, konus, tayokcha va x.k lar ipga osilib markazdan qochma mashina o'qiga bog'lanadi va tez aylantiriladi. Ogirlik kuchi ta'siriga karamay ular katta inersiya momentiga ega bulgan o'q atrofida aylana boshlaydilar.

Simmetriya o'qi atrofida katta tezlikda aylana oluvchi ogir simmetrik jism giroskop deyiladi. Tekisligiga tik utkazilgan o'q atrofida tez aylana oladigan disk giroskopga misol bo'ladi. (Masalan, pildirok, stanok kiskichi, disk va x.k.) Texnik giroskoplar uchta erkin burilish o'qiga ega. Ulardan biri bosh inersiya o'qi (simmetriya o'qi) bulib u uzining fazodagi vaziyatini boshqa tashqi kuchlar ta'sir kilmagan xollarda uzgartirmaydi. Bunday giroskop erkin giroskoplar deb ataladi. Uning sopidan ushlab, giroskopni gorizontaal va vertikal tekislikda burilsa aylanish o'qining fazodagi yo'nalishi uzgarishsiz koladi.

$M = dL / dt$ (1) ga asosan giroskopga uning massalar markaziga nisbatan kuch momenti noldan fark kiluvchi tashqi kuchlar ta'sir qilganda erkin o'q uz yo'nalishini uzgartiradi. Giroskopni aylanish o'qi gorizontaal. Uni pastga burmokchi bo'lsak giroskop yon tomonga buriladi. Bu xodisa giroskopik



effekt deyiladi. Buni tushunish uchun aylanma harakati dinamikasi asosiy tenglamasi (1) dan foydalaniladi. Giroskopni AA' aylanish o'qi. Uni uchiga pastga karab F kuch ta'sir kilsin. Bu kuchni massa markazi O ga nisbatan M momenti VV' o'q buylab yunaladi. dt zaqt ichida giroskop impulsining momenti $dL = M \cdot dt$ ortirma oladi. Bu vektor M bilan bir xil yo'nalishga ega yaxni boshlangich paytdagi L_0 impuls momentiga tik bo'ladi. Giroskopning impuls momenti $L = L_0 + dL$ bulib koladi va natijada giroskop o'qining keyingi yo'nalishi xam L yo'nalishi bilan mos keladi.



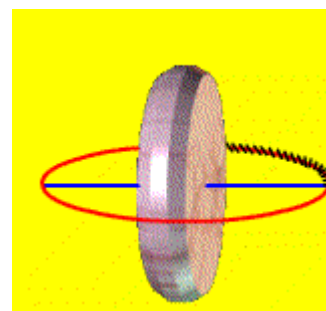
SHunday kilib, giroskopning aylanish o'qi M va L_0 vektorlar yotgan tekislikka tik bulgan o'q atrofida buriladi. Bunday burilish L vektor tashqi kuchlar momentining vektori bilan bir xil yo'nalishda bulib kolguncha davom etadi. Agar giroskop juda katta ω burchakli tezlik bilan aylanayotgan bo'lsa, uning o'qi kiska muddatli turkilarni sezmaydi, chunki dt kichik bulganda dL xam kichik bulib giroskop o'qi uz

vaziyatini deyarli uzgartirmaydi. $dM = \text{const}$ bulib u giroskop o'qiga nisbatan yo'nalishini uzgartirmasa, uning o'qi uzgarmas ω_n bilan buriladi. Bunday burilish pretsessiya deyiladi. Pretsessiyaning burchakli tezligi kuyidagicha topiladi : dt zaqt ichida giroskop o'qi $d\varphi$ burchakka burilsin. Bunda impuls momenti $dL = M dt$ ortadi. Rasmdan

$$d\varphi = \frac{dL}{L} = \frac{M \cdot dt}{L}$$

Bundan

$$\omega_n = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{M}{L} \quad (2)$$



ga

Demak, giroskop o'qi aylanishning burchakli tezligini tashqi kuchlar momenti belgilar ekan. M yo'qolish bilan o'qning burilishi to'xtaydi. Giroskop o'qi harakati boshlanganda kichik spirallar kurinishida tebrana boshlaydi. O'qning aylanish tezligi barkarorlashguncha giroskop o'qining uchi sikloida bo'ylab harakati qiladi. Giroskop o'qi uchining bu harakati nutatsiya deyiladi. Giroskoplarning ko'rib o'tilgan xususiyatlaridan bir qator qurilmalar yaratishda foydalaniladi. Giroskopik kompas, torpeda, samolyot, kema, raketalarni avtomatik boshqaruvchi qurilmalar shunga misol bo'ladi.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Moddiy nuqta inersiya momenti deb nimaga aytiladi va qanday birliklarda ifodalanadi?
2. Ilgarilanma harakatdagi jism massasi bilan aylanma harakatdagi jism inersiya momenti o'rtasida qanday farq bor?
3. Aylanma harakat uchun dinamika ikkinchi qonuni ifodasini yozing va tushuntiring.

4. Yopiq mexanik tizim uchun harakat miqdor momentining saqlanish qonunini ta'riflang.
5. Kuch momenti deb nimaga aytiladi?
6. Harakat miqdor momenti deb nimaga aytiladi?
7. Aylanma harakatdagi qattiq jismning kinetik energiyasi qanday ifodalanadi?
8. Shteyner teoremasini ta'riflang.
9. Impuls momenti qanday aniqlanadi?
10. Ilgarilanma va aylanma harakatni aniqlovchi fizik kattaliklarni o'zaro solishtirib izohlang.

5 - ma'ruza. QATTIQ JISMLAR DEFORMASIYASI

Reja:

1. Qattiq jismlar deformatsiyasi va kuchlanishlar.
2. Bir jinsli va bir jinsli bo'lmagan deformatsiya.
3. Elastik va qoldiq (plastik) deformatsiya.
4. Egilish va buralish. Deformatsiyalarning miqdoriy tavsifi. Guk qonuni.
5. Yung moduli. Puasson koeffisienti. Deformatsiyaning kuchlanishga bog'liqligi, elastiklik chegarasi.
6. Mustahkamlik. Murtlik. Qoldiq deformatsiya.

Elastiklik nazariyasida *deformatsiya* deb tashqi kuch ta'sirida qattiq jism zarralarining bir-biriga nisbatan vaziyatini o'zgarishi tushuniladi. Tashqi kuch ta'sirida qattiq jismning shakli va hajmi o'zgarishiga *deformatsiya* deyiladi. Deformatsiya elastik va plastik bo'ladi.

Elastik deformatsiya deb, tashqi kuch olib tashlanganda, jism avvalgi shakli va o'lchamini tiklashiga aytiladi. Agar jism avvalgi shakli va o'lchamini tiklay olmasa *plastik deformatsiya* deyiladi.

Deformatsiya bir necha ko'rinishda bo'ladi: cho'zilish, qisilish, siljish, buralish, egilish. Deformatsiya o'lchovi bo'lib nisbiy deformatsiya ε , kuch ta'sirida jism o'lchovlarining o'zgargan qiymatini Δl absolyut qiymatining boshlangich qiymatga l ga nisbatiga teng bo'ladi.

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l} \quad \text{yoki} \quad \varepsilon = \frac{\Delta x}{x} \quad (1)$$

Deformatsiya hosil qiluvchi R kuchni shu kuch ta'sir etayotgan ko'ndalang kesim yuzasi S ga nisbati *deformatsiya kuchlanganligi* deyiladi.

$$\sigma = \frac{P}{S}, \quad (2)$$

bunda σ - kuchlanganlik (birligi SI sistemasida $n/m=Pa$)

Nisbatan kichik kuchlar ta'sir etganida, deformatsiya elastiklik xarakteriga ega bo'ladi. Bu xolda nisbiy deformatsiya kuchlanganlikka to'g'ri proporsional bo'ladi va Guk qonuni deyiladi:

$$\varepsilon = k\sigma = \frac{1}{E}\sigma \quad \text{yoki} \quad \sigma = E\varepsilon, \quad (3)$$

bu erda E - elastiklik moduli yoki Yung moduli.

$$\text{Bundan} \quad E = \frac{\sigma}{\varepsilon} \quad (4)$$

ekanligi kelib chiqadi. (1) dagi $\varepsilon = \frac{\Delta l}{l}$ qiymatini va (2) dagi $\sigma = \frac{P}{S}$ qiymatini (4)

$$\text{dagi kattaliklarning o'rinlariga qo'ysak:} \quad E = \frac{P/S}{\Delta l/l} \quad (5)$$

hosil bo'ladi. Elastik moduli SI sistemasida $[E] = [H/M^2] = [Pa]$ o'lchamida.

Yung modulining fizik ma'nosi: Yung moduli son jixatidan jismga qo'yilgan shunday kuchlanganlikka tengki, u jism uzunligini ikki marta uzaytiradi, ya'ni $\varepsilon=1$ bo'ladi.

Agar bu Guk qonuni ifodasini mexanik kuchlanish ifodadasiga tenglashtirib, qonunning boshqa ko'rinishdagi ifodasini quyidagicha hosil qilamiz:

$$G = \frac{F}{S} = E\varepsilon = E \frac{\Delta L}{L}$$

$$F = E \frac{S\Delta L}{L}$$

Agar bu ifodadagi $E \frac{S\Delta L}{L} = k$ belgilash kiritsak Guk qonunini quyidagicha ko'rinishi xosil bo'ladi.

$$F = k\Delta L$$

Mexanika qonunlari elastiklik kuchlari bilan ham bog'langan. Agar prujinaga P og'irlikdagi yuk osilgan va u deformatsiyalanib, Δl ga chuzilgan. Cho'zilgan prujinada yuzaga kelgan elastiklik kuchining absolyut kattaligi yukning P og'irligiga teng ekanligidan elastik deformatsiya chegarasida

$$P = k\Delta l \quad (5.1)$$

Bunda $k = P / \Delta l$

Demak: $P, \Delta l$ ma'lum bo'lsa, (5.1) dan prujinaning bikrlilik koeffitsientini topish mumkin.

Bir necha prujinalardan iborat sistemaning umumiy bikrlilik koeffitsientini topishni ko'rib chiqaylik.

a) ketma-ket ulangan holda. Bikrlilik k_1 va k_2 bo'lgan ikkita prujinani ketma-ket ulab, unga m massali yukni osamiz. Ikkinchi prujinaga P og'irlik kuchi ta'sir etadi. Ikkinchi prujina esa yukka elastiklik kuchi bilan ta'sir qiladi va u kuch P -og'irlik kuchiga teng bo'ladi. Birinchi va ikkinchi prujina ulanish joylariga Nyutonning uchinchi qonuniga ko'ra

$$F_{\text{ял}} = F = F_{\text{ял}} \quad (5.2)$$

kuch bilan tortadi. Ikkala prujina mos ravishda Δl_1 va Δl_2 ga uzayadi. Umumiy uzayishlar

$$\Delta l = \Delta l_1 + \Delta l_2 \quad (5.3)$$

$$\Delta l = \frac{F_m}{k}, \quad \Delta l_1 = \frac{F_{\text{ял1}}}{k_1}, \quad \Delta l_2 = \frac{F_{\text{ял2}}}{k_2} \quad (5.4)$$

kabi bo'ladi. Bu ifodalarni (5.3) ifodaga qo'ysak,

$$\frac{Fm}{k} = \frac{F_{\text{ял1}}}{k_1} + \frac{F_{\text{ял2}}}{k_2} \quad (5.5)$$

(5.2)ga asosan ketma-ket ulangan prujinalar bikrligi uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} \quad \text{ёku} \quad \frac{k_1 k_2}{k_2 + k_1} \quad (5.6)$$

Agar n ta prujina ketma-ket ulangan bo'lsa, (6) ifodani

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} + \dots + \frac{1}{k_n}$$

ko'rinishda yozishimiz mumkin.

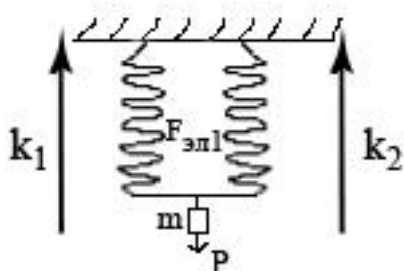
Agar $k_1 = k_2 = \dots = k_n$ ga teng bo'lsa, umumiy bikrlilik $n \cdot k$ ga teng buladi. Bikrlilik n marta, ya'ni prujinalar soni necha marta bo'lsa, shu qadar kamayadi,

b) parallel ulangan holda. bikrlilik k_1 va k_2 bo'lgan ikkita prujinani parallel ulab, unga m massali yukni shunday ulab osamizki, ikkala prujinaning uzayishi ham bir xil bo'lsin (5.2-rasm).

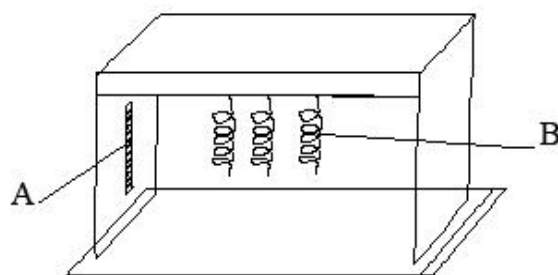
Ularda hosil bo'lgan elastiklik kuchlari yig'indisi P og'irlik kuchiga teng bo'ladi.

$$\Delta l = \Delta l_1 = \Delta l_2$$

$$F_{\text{эл1}} + F_{\text{эл2}} = F_{\text{эл}} = P \quad (5.7)$$



5.2-rasm



5.3-rasm

k_2 (5.7)ga asosan esa $k_1 + k_2 = k$ ifodani olamiz. n ta parallel ulangan prujina uchun umumlashtirib

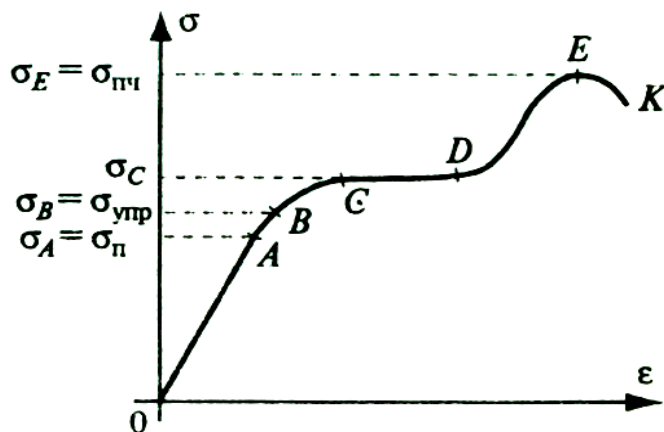
$$k = k_1 + k_2 + \dots + k_n = \sum k \quad (5.8)$$

kabi yozamiz. Agar

$$k_1 = k_2 = \dots = k_n \text{ bo'lsa, } k = nk_n$$

ga teng bo'ladi, ya'ni bikrlilik n marta ortadi.

σ kuchlanishning ε - nisbiy deformatsiyaga bog'lanishni ko'rib chiqaylik.



Deformatsiyaning eng oddiy turi cho'zilish (siljish) deformatsiyasidir. Bunday deformatsiya sterjenda uning o'qi buylab yo'nalgan kuch ta'sirida yuz beradi (1a, b-rasm). Agar l uzunlikdagi sterjen Δl ga uzaysa, unda $\varepsilon = \Delta l / l$ cho'zilish deformatsiyasining o'lchovi bo'lib, **nisbiy uzayish** deb aytiladi. Deformatsiyaning yana

boshqa turi siljish deformatsiyasidir. To'g'ri burchakli parallelepipedning yo'ylaridan biriga urinma buylab yo'nalgan kuch uni qiyshiq burchakli parallelepipedga aylantirib deformatsiyalaydi (shtrix chiziqlar). γ burchak - **siljish burchagi**, $\operatorname{tg} \gamma$ - **nisbiy siljish burchagi** deyiladi. Odatda γ burchak juda kichik bo'lgani sababli, $\operatorname{tg} \gamma = \gamma$ deb hisoblash mumkin. YUqori mustahkamlik chegarasidan oshsa (D nuqta) jism buziladi. YUqori mustahkamlik chegarasiga ega bo'lgan jismlar elastik jismlardir (metallar). Mo'rt jismlarning (cho'yan, shisha, tuz) elastiklik chegarasi kichik bo'ladi. Jismning mexanik hossalari temperaturaga bog'liq. Temperatura oshishi bilan jismning elastikligi oshadi, kamayishi bilan mo'rtligi oshadi.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Deformatsiya turlari va ta'riflarini keltiring?
2. Kuchlanish deb nimaga aytiladi?
3. Guk qonunini ta'rifini keltiring?
4. Garmonik tebranishlar tenglamasi, uning yechimini keltiring.
5. Parallel va ketma-ket ulangan prujinalarning bikrligi formulalarini keltirib chiqaring.

6-ma'ruza. MEXANIK ISH VA ENERGIYA. QUVVAT.

Reja:

1. Ilgarilama va aylanma harakatda ish va kinetik energiya.
2. Quvvat. Potensial energiya. Potensial energiya bilan kuch orasidagi bog'lanish.
3. Energiya tizimning holat funksiyasi sifatida. Saqlanish qonunlarining qullanilishi.
4. O'zgaruvchan massali jismlarning harakati. Reaktiv harakat.
5. Markaziy maydondagi harakat. Kepler qonunlari

Tayanch so'zlar va iboralar: Ish, mexanik ish, musbat va manfiy ish, quvvat, o'lchov birliklari, energiya, kinetik energiya, tizimning holat funksiyasi, yuqoriga ko'tarilgan jismning potensial energiyasi, deformatsialangan jismning potensial energiyasi, konservativ, nokonservativ va dissipativ kuchlar, fazo va vaqtning simmetriyaligi.

Energiya – sistemaning holat funksiyasi sifatida. Ilgarilanma va aylanma harakatda ish va kinetik energiya. Quvvat.

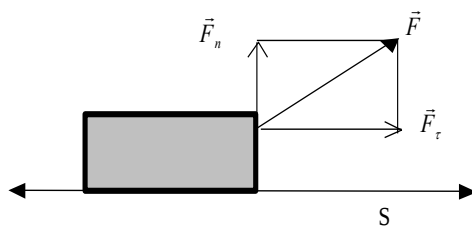
Jismning impulsi haqidagi tushunchani yuqorida ko'rib o'tdik. Impuls (harakat miqdori)ni jism mexanik harakatining muayyan o'lchovi deb qarash mumkin. Lekin jismning bunday dinamik xarakteristikasi hamma harakat formalari uchun universal o'lchov bo'la olmaydi. Buni quyidagi misollarda ko'rib chiqamiz.

Agar bir-biriga qarama-qarshi harakatlanib kelayotgan ikkita bir xil, plastilindan yasalgan sharlarning noelastik urilishini kuzatsak, sharlar urilguncha harakatda edi, urilishdan sung sharlar tinch holatda, ular harakatga ega emas. Bu holatda impulsni saqlanish qonuni bajarilyapti: urilishgacha sharlarning impulsar yig'indisi nolga teng, urilishdan keyin ham nolga teng. Lekin sharlar urilishgacha harakatda edi, urilishdan keyin tinch holatda. Agar biz impulsni harakatning universal o'lchovi sifatida qarasak, unda harakatga ega bo'lgan sharlarning harakati yo'qolishi to'g'risida noto'g'ri xulosaga kelamiz. Agar sharlarning temperaturasini urilguncha va urilgandan keyin o'lchasak, temperatura ko'tarilganini sezamiz. Bunda sharlarning mexanik harakati yo'qolgani yo'q, u moddaning molekulyar harakatiga aylanadi. Demak, impuls harakatning hamma hollarida ham universal o'lchov bo'la olmaydi. Jismlarning ishqalanishi natijasida mexanik harakat issiqlikka aylanadi.

To'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotgan jismni kuzataylik. Jismlar o'rtasida ishqalanish mavjud bo'lganligi uchun jismlar qiziydi, ya'ni bunda jismlarning mexanik harakati shu jismlarni tashkil qilgan molekulalarning xaotik - issiqlik harakatiga aylanadi. Lekin jismning impulsi tug'ri chiziqli tekis harakatda o'zgarmay qoladi, ammo u ajralib chiqqan issiqlik miqdorini xarakterlamaydi. Shunday qilib, harakat yo'qolmaydi, balki materiya harakatining boshqa formalariga o'tadi.

Demak, harakat shakllarining umumiy o'lchovi sifatida yangi fizik kattalik bo'lishi kerak. Bunday fizik kattalik energiyadir. Energiya xar qanday

ko‘rinishdagi materiya harakatining universal miqdoriy o‘lchovidir. Jismlar sistemasining mexanik harakati holatini aniqlash uchun ularning o‘zaro joylashishini va tezligini bilish etarli bo‘ladi, gaz holatini xarakterlash uchun uni hajmi, temperaturasi va bosimini bilish zarur. Energiya-sistema holatining funktsiyasidir.



7.1-rasm

Jismlar o‘rtasidagi mexanik harakatning almashinuvi yoki mexanik harakatni boshqa harakat formalariga o‘tishi jismlarning o‘zaro ta’siri natijasida amalga oshiriladi. Tajribalar shuni ko‘rsatadiki, bunday jarayonlarda o‘tilayotgan harakatning kattaligi, kuchning ko‘chish kattaligiga ko‘paytmasiga teng ekan. Bu hosil bulgan fizik kattalik ish deyiladi. Demak, ish bir jismdan boshqa jismga harakatni uzatish o‘lchovidir yoki energiyaning bir jismdan boshqa jismga o‘tish o‘lchovidir.

Agar moddiy nuqta o‘zgarmas kuch F (7.1-rasm) ta’sirida s masofaga ko‘chsa, unda kuchning ishi:

$$A = F\tau \cdot S. \quad (7.1)$$

Bunda $F\tau$ kuch F kuchning ko‘chish yo‘nalishiga proeksiyasi bo‘lib,

$$F\tau = F \cdot \cos \alpha. \quad (7.2)$$

7.1–rasmda α - jismning harakat yo‘nalishi bilan F kuch orasidagi burchak. (7.2) ni hisobga olib, (7.1) ni quyidagicha yozamiz:

$$A = F \cdot S \cdot \cos \alpha. \quad (7.3)$$

1) Agar kuch yo‘nalishi bilan ko‘chish yo‘nalishi orasidagi burchak $\alpha < 90^\circ$ bo‘lsa, unda $\cos \alpha > 0$. Demak, kuch musbat ish bajaradi ($A > 0$).

2) Agar $\alpha > 90^\circ$ bo‘lsa, unda $\cos \alpha < 0$. Bunda kuch manfiy ish bajaradi ($A < 0$). Masalan, ishqalanish kuchi va tormozlash kuchi;

3) Agar kuch yo‘nalishi ko‘chishga tik yo‘nalgan bo‘lsa, $\alpha = 90^\circ$, unda $\cos \alpha = 0$, demak, kuchning bajargan ishi nolga teng, ya’ni energiya o‘zgarmaydi. Agar ma’lum bir masofada kuch kattaligi o‘zgaruvchan bo‘lsa, unda bajarilgan ishni hisoblash uchun masofani elementar ko‘chishlarga bo‘lib chiqamiz, bu elementar ko‘chishlarda, kuchni o‘zgarmas kattalik deb hisoblasa bo‘ladi (7.2-rasm). Xar bir elementar ko‘chishda bajarilgan elementar ishni hisoblab, keyin bu elementar ishlarni algebraik yig‘indisini olsak, unda o‘zgaruvchi F kuchning S masofada bajargan ishi quyidagicha ifodalanadi:

$$A = \sum_{i=1}^n \Delta A_i = \sum_{i=1}^n F_i \Delta S_i \cos \alpha_i. \quad (7.4)$$

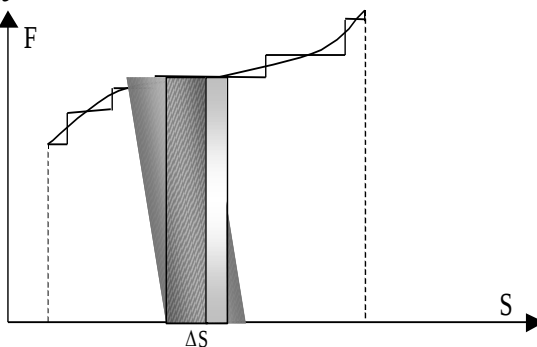
ΔS nolga intilganda (7.4) dan limit olsak,

$$A = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \left(\sum_{i=1}^n \vec{F}_i \cdot \Delta \vec{S}_i \right) = \int_S F_{\tau} dS . \quad (7.5)$$

(7.5) integralni hisoblash uchun F_{τ} kuchning S masofaga bog‘liqligini bilish zarur.

Amalda, faqat kuchning bajargan ishini bilishgina emas, balki qanday vaqt oraligida shu ish bajarilishi ham muxim ahamiyatga ega. Shuning uchun kuchning qanday tezlik bilan bajargan ishini xarakterlash uchun quvvat tushunchasi kiritiladi. Vaqt birligi ichida, F kuch bajargan ishga son jixatdan teng bo‘lgan fizik kattalik quvvat (N) deyiladi:

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t} \quad (7.6)$$



7.2-rasm

Agar kuch o‘zgaruvchan bo‘lsa, qurilmaning quvvatini aniqlash uchun (7.6) dan limit olamiz:

$$N = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{dA}{dt}, \quad (7.7)$$

bunga oniy quvvat deyiladi. (7.3) ni e‘tiborga olsak, (7.7) quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$N = F \tau \frac{ds}{dt} = F v, \quad (7.7')$$

Demak, oniy quvvat son jihatdan tezlik o‘zgarmas bo‘lganda kuchning tangentsial tashkil etuvchisining tezlikka ko‘paytmasiga teng bo‘ladi.

Ish va quvvat birligini belgilaylik. Xalqaro birliklar sistemasi (SI)da ish birligi qilib, kuch yo‘nalishida jismni bir metr masofaga bir Nyuton kuch ta’sirida ko‘chirishda bajarilgan ish qabul qilingan. Bu ishning birligi –joul (J), $1J = 1N \cdot m$. Quvvat birligi qilib Vatt (Vt) qabul qilingan. 1Vatt – bir sekund davomida bir joule ish bajaradigan qurilma yoki mexanizmning quvvatidir, $1Vt = 1J/s$.

Jismning kinetik energiyasi: jismlarning harakati tufayli hosil bo‘lgan energiya kinetik energiya deyiladi. Biror m massali jism o‘zgarmas F kuch ta’sirida o‘zining harakat tezligini v_1 dan v_2 qiymatgacha o‘zgartirsin. U vaqtda m massali jismning harakat tenglamasi quyidagicha ifodalanadi:

$$F = m \frac{dv}{dt} . \quad (7.8)$$

(7.8) tenglamaning ikkala tomonini $vdt=ds$ ga skalyar kupaytiramiz:

$$Fds = m \frac{dv}{dt} v dt = m v dv . \quad (7.9)$$

Ma'lum bir S_1 , S_2 masofada jismning bajargan ishini hisobga olish uchun (7.9) ning chap va ung tomonlarini S_1 va S_2 masofalar hamda v_1 va v_2 tezlik intervali orasida integrallaymiz:

$$\int_{s_1}^{s_2} dA = \int_{s_1}^{s_2} F dS = \int_{g_1}^{g_2} m g dg \quad (7.10)$$

(7.10) tenglikning chap tomoni F kuch bajargan to'la ishga teng, $m = \text{const}$ bo'lsa, o'ng tomoni quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$A = \frac{m g_2^2}{2} - \frac{m g_1^2}{2} \quad (7.11)$$

(7.11) tenglikdagi $\frac{m g^2}{2} = E$ jismning kinetik energiyasining ifodasidir. Bu holda (7.11) quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$A = \Delta E = E_2 - E_1 = \frac{m g_2^2}{2} - \frac{m g_1^2}{2} \quad (7.12)$$

Demak, jismning kinetik energiyasining o'zgarishi jismga ta'sir etuvchi kuchning bajargan ishiga son jixatdan teng. Agar $v_1 = 0$ bo'lsa,

$$E = \frac{m g^2}{2} \quad (7.13)$$

Shunday qilib, m massali jism v tezlik bilan harakatlenganda, E kinetik energiyaga ega bo'ladi. (7.13) formula xususiy holda, moddiy nuqta kinetik energiyasi deb yuritiladi. Xar qanday mexanik sistemani moddiy nuqtalar sistemasi deb qarashimiz mumkin bo'lgani uchun mexanik sistemaning kinetik energiyasi shu sistemani tashkil qilgan moddiy nuqtalar kinetik energiyalarini yig'indisiga teng, ya'ni:

$$E = \sum E_i = \sum_{i=1}^n \frac{m_i g_i^2}{2}, \quad (7.14)$$

bunda m_i va v_i -moddiy nuqtaning massasi va tezligi. Demak, xar qanday mexanik sistemaning kinetik energiyasi shu sistemaga kirgan moddiy nuqtalarning massasi va harakat tezligi bilan aniqlanar ekan.

Bu muxim xulosani qisqacha qilib quyidagicha ta'riflash mumkin: sistemaning kinetik energiyasi - uning harakat holati funksiyasidir.

Bir vaqtda ham aylanma, ham ilgarilanma harakatda bo'lgan qattiq jismning kinetik energiyasi uning aylanma va ilgarilanma harakatiga mos keluvchi kinetik energiyalar yig'indisiga teng bo'ladi.

Aylanma harakatda bulgan qattiq jism kinetik energiyasini qarab chiqaylik. Jismni absolyut qattiq jism deb va uni moddiy nuqta deb qarash mumkin bo'lgan n ta bo'lakchaga bo'laylik. Agar i -bo'lakning massasi m_i , chiziqli tezligi g_i , harakat qilayotgan aylana radiusi r_i , aylanma harakat burchak tezligi ω bulsa, bu bo'lakning kinetik energiyasi

$$E_i = \frac{m_i g_i^2}{2} \quad (7.15)$$

bo'ladi. $g_i = \omega r_i$ ekanini hisobga olsak:

$$E_i = \frac{m_i \omega^2 r_i^2}{2} . \quad (7.16)$$

Jismning kinetik energiyasi uning bo'laklarining kinetik energiyalari yig'indisiga teng:

$$E = \sum_{i=1}^n E_i = \sum_{i=1}^n \omega^2 \frac{m_i r_i^2}{2} = \frac{\omega^2}{2} \sum_{i=1}^n m_i r_i^2 ,$$

bunda $\sum_{i=1}^n m_i r_i^2 = I$ bo'lganidan:

$$E = \frac{I \omega^2}{2} \quad (7.17)$$

Bu formulani ilgarilanma harakat kinetik energiyasi (7.13) bilan taqqoslasak, jism massasi o'rnida jismning aylanish o'qiga nisbatan inersiya momenti, chiziqli tezlik o'rnida burchak tezlik turganini ko'ramiz.

Jismga kuch ta'sir qilib, uni qandaydir o'q atrofida aylanma harakatga keltirganda uning bo'lakchalari siljiydi. Demak, ish bajariladi. Bu ish aylanayotgan jism kinetik energiyasi o'zgarishiga teng bo'ladi. SHu ishni hisoblaylik.

Jism OO1 qo'zgalmas o'q atrofida aylanma harakat qilayotgan bo'lsin. Natijaviy F kuch jismning B nuqtasiga qo'yilgan bo'lib, bu nuqta aylanish o'qidan r uzoqlikda bulsin (7.3-rasm). Jism F kuch ta'sirida $\Delta\varphi$ burchakka burilganda, B nuqta V nuqtaga siljib ΔS yoyni chizadi. Unda bajarilgan elementar ish:

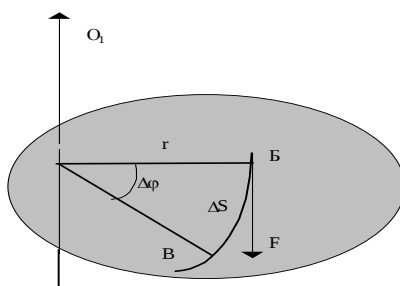
$$\Delta A = F \Delta S \quad (7.18)$$

buladi, $\Delta S = r \Delta\varphi$ bo'lgani uchun $\Delta A = Fr \Delta\varphi$ bo'ladi. $Fr = M$ kuch momenti bo'lganligidan:

$$\Delta A = M \cdot \Delta\varphi$$

Tula ish esa bu ifodani integrallash orqali aniqlanadi:

$$A = \int_0^{\varphi} M d\varphi . \quad (7.19)$$



7.3-rasm

Agar jismning aylanma harakati davomida kuch momenti o'zgarmas ($M = \text{const}$) bo'lsa, (7.19) dan umumiy bajarilgan ish

$$A = M\varphi \quad (7.20)$$

bo'ladi. Demak, aylanma harakatda bajarilgan ish kuch momenti bilan burilish burchagi kupaytmasi orqali aniqlanar ekan.

Aylana bo'ylab o'zgaruvchan harakat uchun (7.20) ifoda quyidagicha yoziladi:

$$dA = M d\varphi = I \frac{d\omega}{dt} \omega dt = I \omega d\omega .$$

Burilish burchagi φ_1 dan φ_2 gacha o'zgarganda burchak tezlik ω_1 dan ω_2 gacha o'zgargan bo'lsa, umumiy ishni hisoblash uchun shu chegaralarda yuqoridagi ifodani integrallaymiz:

$$dA = \int_{\varphi} dA = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} M d\varphi = \int_{\omega_1}^{\omega_2} I \omega d\omega \quad (7.21)$$

yoki

$$A = M(\varphi_2 - \varphi_1) = \frac{I\omega_2^2}{2} - \frac{I\omega_1^2}{2} . \quad (7.22)$$

(7.22) dan ko'rinadiki, aylanma harakatda jism kinetik energiyasining o'zgarishi qo'yilgan natijaviy kuch momentiga bog'liqdir.

Jism bir vaqtda ham aylanma, ham ilgarilanma harakatda ishtirok etayotgan bo'lsin, bunday harakat uchun to'la kinetik energiya:

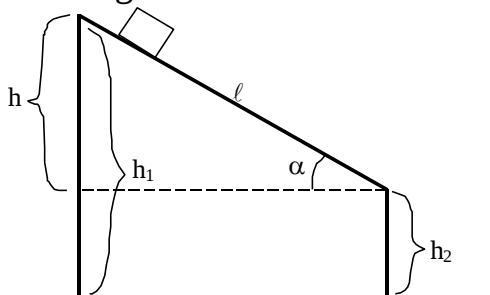
$$E = E_{uz} + E_{ayl} = \frac{m v_c^2}{2} + \frac{I\omega^2}{2} , \quad (7.23)$$

bu yerda m - jismning massasi, I - jismning massa markazidan o'tgan o'qqa nisbatan inersiya momenti, ω - shu o'qqa nisbatan aylanma harakatning burchak tezligi, v_c - massa markazining chiziqli tezligi.

Potensial energiya. Potensial energiya bilan kuch orasidagi bog'lanish.

Jismlarning yoki jism qismlarining bir-biriga nisbatan joylashuviga bog'liq bo'lgan energiya potensial energiya deb ataladi.

Sistemaning potensial energiyasini aniqlash uchun sistemadagi jismlarning o'zaro joylashuvini va ular orasidagi ta'sir kuchlarni bilishimiz kerak.



7.4 a-rasm

Misol tariqasida, jismga ta'sir etuvchi og'irlik kuchi tufayli jismning potensial energiyasini o'zgarishini ko'rib chiqaylik. Jismning Er sirtidan ko'tarilish balandligi h , Erning radiusiga nisbatan ancha kichik bo'lsa, $r = mg = \text{const}$ deb hisoblash mumkin, m - jismning massasi.

Agar jism l uzunlikdagi qiya tekislik bo'yicha ishqalanishsiz tushaetgan bulsa (7.4(a)–rasm), og'irlik kuchi bajargan ish quyidagi kattalikka teng bo'ladi:

$$A = r l \cos \alpha = mg(h_1 - h_2) = U_1 - U_2 \quad (7.24)$$

bu yerda

$$h = h_1 - h_2 = l \cos \alpha \quad (7.25)$$

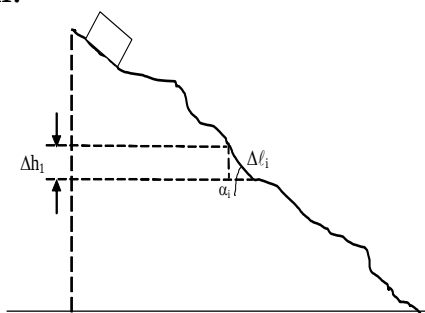
qiya tekislikning balandligi, α -qiya tekislikning gorizontga nisbatan qiyalik burchagi, $U = m g h$ jismning potensial energiyasi, (7.24) dan ko‘rinadiki, sistema potensial energiyasining o‘zgarishi son jixatdan, tashqi kuchlar sistemaning tezligini o‘zgartirmasdan bir holatdan ikkinchi holatga o‘tkazishda bajarilgan ishga teng bo‘lar ekan.

Potensial maydonda bajarilgan ish. Konservativ va dissipativ kuchlar.

Endi jism harakat traektoriyasi ixteriy egri chiziqdan iborat bo‘lsin (7.4(b)-rasm). Unda bu egri chiziqni n ta kichik tug‘ri chiziqli qismlarga bo‘lamiz. Mana shu xar bir elementar qismda og‘irlik kuchining elementar bajarilgan ishi

$$\Delta A_i = r \cdot \Delta \ell_i \cdot \cos \alpha_i = r \cdot \Delta h_i \quad (7.26)$$

bo‘ladi. Bu yerda Δh_i - vertikal tug‘ri chiziq $\Delta \ell_i$ -qismning proeksiyasi. Elementar qismlarda bajarilgan ishlarning yig‘indisi, egri chiziqli yo‘lda og‘irlik kuchi bajarilgan ishni ifodalaydi:

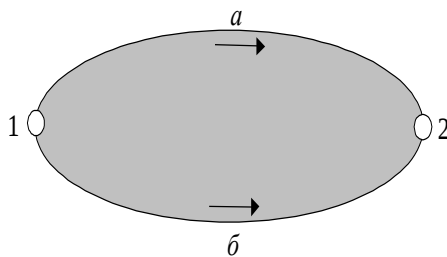


7.4, 6-rasm

$$A = \sum_{i=1}^n \Delta A_i = \sum_{i=1}^n P \Delta h_i = Ph = mgh \quad (7.27)$$

Shunday qilib, og‘irlik kuchining ishi yo‘lning boshlang‘ich va oxirgi nuqtalarining koordinatlariga bog‘lik xolos. Potensial (konservativ) va dissipativ (nokonservativ) kuchlar: makroskopik mexanikada uchraydigan kuchlar ikkita potensial (konservativ) va dissipativ (nokonservativ) kuchlarga ajratiladi.

Agar berk yo‘l (kontur) bo‘yicha kuchning bajarilgan ishi nolga teng bo‘lsa, bu kuchlar potensial (yoki konservativ) kuchlar deb yuritiladi.



7.5-rasm

Faraz qilaylik, sistema biror kuch ta‘sirida 1a 2 yo‘l bo‘yicha (7.5 -rasm) bir vaziyatdan ikkinchi vaziyatga o‘tsin. Bunda A_{1a2} ga teng ish bajariladi. Agar sistema ikkinchi vaziyatga 1b2 yo‘l bo‘yicha o‘tsa, unda bajarilgan ish A_{1b2} ga teng bo‘ladi. Konservativ kuchlarning ta‘rifiga binoan $A_{1a2} = A_{1b2}$

Kuchlar sistemaning konfiguratsiyasiga (koordinatlariga) bog‘lik bo‘lmaganligi uchun $A_{1b2} = -A_{2b1}$ bo‘ladi. Shuning uchun, $A_{1a2} + A_{2b1} = 0$.

Demak, shu kuch ta'sirida sistema yoki jismni bir holatdan ikkinchi bir holatga ko'chirishda bajarilgan ish $A_1A_2=A_1B_2=A_1C_2$ ko'chish trektoriyasining shakliga bog'lik bo'lmaydi, bu kuchni konservativ (yoki markaziy) kuch deb yuritiladi.

Konservativ kuchlarga og'irlik kuchlari, elastiklik kuchlari va zaryadlangan zarralarning o'zaro elektrostatik ta'sir kuchlari ham misol bo'la oladi.

Konservativ bo'lmagan hamma kuchlar nokonservativ (yoki dissipativ) kuchlar deb yuritiladi.

Dissipativ kuchlarga, ishqalanish kuchlari va suyuqlikda yoki gazda harakatlanayotgan jismga ta'sir qilaётgan qarshilik kuchlari kiradi.

Elastik kuch bilan potensial energiya orasidagi bog'lanish. Elastik kuch ta'sirida, jism deformatsiyasining kichik (dx kattalikka) o'zgarishlarida, bajarilgan elementar ish quyidagiga teng bo'ladi.

$$dA = Fdx = -kxdx \quad (7.28)$$

Ishning to'la qiymatini aniqlash uchun (7.28) formulani deformatsiyalanmagan holatdan ($x_0 = 0$) deformatsiya kattaligi x qiymatlari chegarasida integrallaymiz:

$$A = -\int_{x_0}^x kxdx = -\frac{kx^2}{2} + \frac{kx_0^2}{2} \quad (7.29)$$

Bu kattalikka asosan prujinaning potensial energiyasi o'zgaradi:

$$U_n = \frac{kx^2}{2} - U_0 \quad (7.30)$$

bunda $U_0 = \frac{kx_0^2}{2}$ – deformatsiyalanmagan jismning potensial energiyasi, uni nolga teng deb olsak, (7.30) quyidagicha yoziladi:

$$U_n = \frac{kx^2}{2} \quad (7.31)$$

Shunday qilib, (7.29) dan ko'rinadiki, elastik jism deformatsiyalansa, unda ish deformatsiyalangan jism energiyasining o'zgarishiga sarf bo'ladi. (7.31) ifodaga deformatsiyalangan jismning potensial energiyasi deyiladi.

Potensial maydonning xar bir nuqtasiga bir tomondan jismga ta'sir etuvchi F kuch vektorining biror qiymati mos kelsa, ikkinchi tomondan, jism U potensial energiyasining ham qiymati mos keladi.

Demak, kuch bilan potensial energiya orasida ma'lum bog'lanish mavjud bo'lishi kerak. Ma'lumki, ish potensial energiya hisobiga bajariladi, ya'ni:

$$\Delta A = -\Delta U \quad (7.32)$$

Bunda $-\Delta U$ – sistema potensial energiyasining kamayishini ko'rsatadi. (7.18) bilan (7.32) ni solishtirib quyidagini topamiz:

$$Fs \Delta S = -\Delta U,$$

bundan

$$F = -\frac{\Delta U}{\Delta S} \quad (7.33)$$

(7.33) ifodada F_s – bu F kuchning s ko‘chish bo‘yicha proeksiyasi. F_s ning berilgan nuqtadagi qiymatini topish uchun limitga o‘tish kerak:

$$F_s = - \lim_{\Delta s \rightarrow 0} \frac{\Delta U}{\Delta s} \quad (7.34)$$

U , s o‘q bo‘ylab ko‘chirilgandagina emas, hatto boshqa yo‘nalishlar bo‘ylab ko‘chganda ham o‘zgarganligi uchun (7.34) formuladagi limit U dan s bo‘yicha xususiy hosiladan iborat bo‘ladi, ya’ni:

$$F_s = - \frac{\partial U}{\partial s} \quad (7.35)$$

(7.35) munosabat fazodagi ixtoriy yo‘nalish uchun, xususan, x , y , z dekart koordinata o‘qlari bo‘yicha yo‘nalishlar uchun ham o‘rinlidir; ya’ni:

$$\vec{F} = - \left(\frac{\partial U}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial U}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial U}{\partial z} \vec{k} \right) \quad (7.36)$$

Demak, kuch potensial energiyaning teskari ishora bilan olingan gradientiga teng ekan

$$F = - \text{grad} U. \quad (7.37)$$

Mustahkamlash uchun savollar

1. Energiya deganda qanday kattalikni tushunasiz?
2. Kinetik va potensial energiya deb nimaga aytiladi?
3. Mexanik ish va quvvat deb nimaga aytiladi?
4. Aylanma harakat qilayotgan jismning bajargan ishi va kinetik energiyasi formulalarini ayting.
5. Potensial energiya bilan kuch orasida qanday bog‘lanish bor?
6. Potensial energiya bilan og‘irlik kuchi orasida-chi?
7. Konservativ va nokonservativ kuchlarni tushuntiring.
8. Deformatsiyalangan jismning potensial energiyasi deb nimaga aytiladi?
9. Elastik kuch bilan potensial energiya qanday bog‘langan?
10. Dissipativ kuchlar bajargan ishini tushuntiring.

7-ma'ruza. SAQLANISH QONUNLARI

Reja:

1. Harakat miqdori (impuls) ning saqlanish qonuni.
2. Impuls momentining saqlanish qonuni.
3. Energiya impuls va impuls momentining saqlanish qonuni – fazo va vaqt simmetriyasining natijasi.
4. Elastik to'qnashish. Noelastik to'qnashish.
5. Markaziy maydondagi harakat. Nyutonning butun olam tortishish qonuni. Maydon kuchlanganligi. Kepler qonunlari.

Tayanch so'zlar va iboralar: Tashqi kuch, reaktiv kuch, Mesherskiy tenglamasi. Siolkovskiy tenglamasi, boshlang'ich massa, oxirgi massa, bosqichli raketa, kosmik tezlik, og'irlik kuchi, suoniyo'ldosh, absolyut elastik va noelastik urilish, elastik deformatsiya, ichki energiya, kinetik energiya, diformatsiya ishi, gravitatsion maydon, gravitatsion kuch, sinov jism, maydon kuchlanganligi, kuchlanganlik vektori va chiziqlari, markaziy maydon, markaziy kuch, Kepler qonunlari.

Harakat miqdori (impuls)ning saqlanish qonuni

Moddiy nuqtalar yoki jismlar to'plamiga mexanik tizim deyiladi. Tizimdagi jismlarning o'zaro ta'sirlari tizimning ichki kuchlarini tashkil qiladi. Agar mexanik tizimga tashqi kuchlar ta'sir etmasa tizim yopiq yoki himoyalangan bo'ladi. Agar bir necha jismlardan tashkil topgan mexanik tizim mavjud bo'lsa, tizimdagi jismlarning o'zaro ta'sir kuchlari, Nyutonning uchunchi qonuniga ko'ra, miqdor jihatidan teng, yo'nalishlari bir-biriga qarama-qarshi bo'ladi, ya'ni ichki kuchlarning geometrik yig'indisi nolga teng bo'ladi.

Tekshirilayotgan mexanik tizim n ta jismlardan iborat bo'lsin. Tizimdagi jism massalari $m_1, m_2, \dots, m_n$ tezliklari $\vec{v}_1, \vec{v}_2, \dots, \vec{v}_n$ ichki kuchlarning teng ta'sir etuvchisi $\vec{F}'$, tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi $\vec{F}$ bo'lsin. Har bir jism uchun Nyuton ikkinchi qonunini tadbiiq etamiz:

$$\frac{d}{dt}(m_1 \vec{v}_1) = \vec{F}'_1 + \vec{F}_1$$

$$\frac{d}{dt}(m_2 \vec{v}_2) = \vec{F}'_2 + \vec{F}_2$$

.....

$$\frac{d}{dt}(m_n \vec{v}_n) = \vec{F}'_n + \vec{F}_n$$

Bu tenglamalarni hadma-had qo'shib quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{d}{dt}(m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 + \dots + m_n \vec{v}_n) = \vec{F}'_1 + \vec{F}'_2 + \dots + \vec{F}'_n + \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n$$

Mexanik tizim ichki kuchlarining geometrik yig'indisi nolga teng bo'lganligi uchun

$$\frac{d}{dt} (m_1 \mathfrak{G}_1 + m_2 \mathfrak{G}_2 + \dots + m_n \mathfrak{G}_n) = F_1 + F_2 + \dots + F_n$$

yoki

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n \quad (6.1)$$

Shunday qilib, mexanik tizim impulsidan vaqt bo'yicha olingan hosila, tizimga ta'sir etuvchi tashqi kuchlarning geometrik yig'indisiga teng ekan.

Mexanik tizim yopik bo'lgani uchun

$$F_1 + F_2 + \dots + F_n = 0$$

Shunday qilib,

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d}{dt} (m_1 \mathfrak{G}_1 + m_2 \mathfrak{G}_2 + \dots + m_n \mathfrak{G}_n) = 0$$

yoki

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \sum_{i=1}^n \frac{d}{dt} (m_i \vec{\mathfrak{G}}_i) = 0,$$

ya'ni

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^n m_i \vec{\mathfrak{G}}_i = \text{const} \quad (6.2)$$

tenglik harakat miqdorining (impulsning) saqlanish qonunini ifodalaydi: Unga ko'ra yopiq mexanik tizimning impulsi vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Bu hulosi klassik mexanika uchungina o'rinli bo'lib qolmay, balki tabiatning fundamental qonunlaridan biri hisoblanadi.

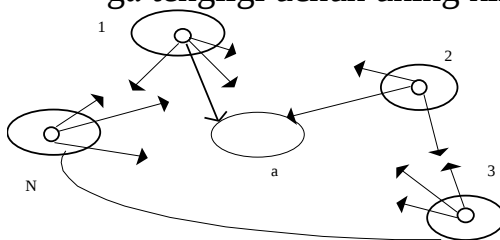
Jismlar harakati energiyasining bir butunligi. Energiya saqlanish qonunining umumfizikaviy ma'nosi.

Jismlar harakati energiyasining bir butunligi. Umumiy holda jism bir vaqtda ham kinetik energiyaga, ham potentsial energiyaga ega bo'lishi mumkin. Bu energiyalarning yig'indisi to'la mexanik energiyani tashkil qiladi. Masalan, Er sirtidan h balandlikda Erga nisbatan $\mathfrak{G}$ tezlik bilan harkatlanayotgan M jism

$$W = \frac{m \mathfrak{G}^2}{2} + mgh \quad (6.3)$$

to'la energiyaga ega bo'ladi.

Potensial va kinetik energiyalar bir-birlariga aylanishi mumkin. M jismning tushish oxiridagi tezligi $\mathfrak{G} = \sqrt{2gh}$ ga tengligi uchun uning kinetik energiyasi



6.1-rasm

$$E = \frac{m g^2}{2} = \frac{m(\sqrt{2gh})^2}{2} = mgh \quad (6.4)$$

potensial energiyaga tenglashadi.

Shunday qilib, potensial energiya ekvivalent miqdordagi kinetik energiyaga aylanadi.

Agar sistema N ta jismdan tashkil topgan bo'lsa, to'la mexanik energiya butun sistemaning potentsial energiyasi bilan kinetik energiyasining yig'indisidan tashkil topadi:

$$W = U + E = U + \sum_{i=1}^n \frac{m_i g_i^2}{2} \quad (6.5)$$

Energiyaning saqlanish qonuni.

Energiyaning saqlanish qonuni tajribalardan olingan natijalarni umumlashtirish yo'li bilan chiqarilgan.

Aytaylik, yopiq tizim ichidagi moddiy nuqta massalari $m_1, m_2, \dots, m_n$ tezliklari $g_1, g_2, \dots, g_n$ bo'lsin. Jismlarga ta'sir etuvchi konservativ kuchlar $F'_1, F'_2, \dots, F'_n$ va teng, ta'sir etuvchi tashqi kuchlar $F_1, F_2, \dots, F_n$ bo'lsin. $g \ll c$ bo'lgan holda moddiy nuqta massalari doimiy bo'ladi. Nyutonning ikkinchi qonuniga ko'ra

$$\begin{aligned} m_1 \frac{dg_1}{dt} &= F'_1 + F_1, \\ m_2 \frac{dg_2}{dt} &= F'_2 + F_2, \\ &\dots\dots\dots, \\ m_n \frac{dg_n}{dt} &= F'_n + F_n. \end{aligned} \quad (6.6)$$

Tizimning moddiy nuqtalari dt vaqt oralig'ida $dx_1, dx_2, \dots, dx_n$ masofalarga siljisin. 6.6 tenglamalar tizimini xar ikki tomonini $dx_1, dx_2, \dots, dx_n$ ga ko'paytirib va $dx_1 = g_1 \cdot dt$ ekanligini hisobga olib quyidagini hosil qilamiz:

$$\begin{aligned} m_1 (g_1 dg_1) - (F'_1 + F_1) dx_1 &= 0 \\ m_2 (g_2 dg_2) - (F'_2 + F_2) dx_2 &= 0 \\ &\dots\dots\dots \\ m_n (g_n dg_n) - (F'_n + F_n) dx_n &= 0 \end{aligned}$$

Bu tenglamalar tizimini qo'shib va tizim yopiqligini hisobga olib, ya'ni $F_1 + F_2 + \dots + F_n = 0$

$$\sum_{i=1}^n m_i g_i dg_i - \sum_{i=1}^n F'_i \cdot dx_i = 0 \quad (6.7)$$

ni hosil qilamiz.

(6.7) – tenglikdagi ikki ayriluvchilardan birinchisi

$$\sum_{i=1}^n m_i g_i dg_i = \sum_{i=1}^n d\left(\frac{m_i g_i^2}{2}\right) = dE_k \quad (6.8)$$

ya'ni yopiq tizim kinetik energiyasi o'zgarishini belgilaydi, va ikkinchisi esa

$$\sum_{i=1}^n F_i \cdot dx_i = dE_p \quad (6.9)$$

tenglik tizim ichki konservativ kuchlari bajargan ish - potensial energiyaning o'zgarishini ifodalaydi. Demak, butun tizim uchun $dE_k + dE_r = 0$ bo'lishi kerak. Yopiq tizimning to'liq mexanik energiyasi esa o'zgarmas kattalikka teng bo'ladi.

$$W = E_k + E_r = \text{const} \quad (6.10)$$

Ushbu tenglik yopiq tizim uchun mexanik energiyaning saqlanish qonunini ifodalaydi. Bu tenglikka ko'ra yopiq tizimdagi jismlarning o'zaro ta'sir kuchlari konservativ kuchlardan iborat bo'lsa, tizimning mexanik energiyasi vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Yopiq tizimdagi jismlarning o'zaro ta'siri konservativ kuchlardan iborat bo'lsa, tizimning mexanik energiyasi boshqa turdagi energiyaga aylanmaydi. Bunday tizimga yopiq konservativ tizim deyiladi. Dissipativ tizimda tizimning mexanik energiyasi asta - sekin kamayib boshqa turdagi energiyaga aylanadi. Tabiatda hamma tizim dissipativ bo'ladi.

Shunday qilib, energiya yo'qolmaydi va yangidan paydo bo'lmaydi, u faqat bir turdan ikkinchi turga o'tib turadi. Bu qonuniyat materiyaning doimo harakatda ekanligini va hech qachon yo'qolmasligini ifodalaydi.

Oralarida faqat konservativ kuchlar ta'sir ko'rsataётgan N jismdan tashkil topgan sistemani qarab chiqaylik (7.6-rasm). Faraz qilaylik, 1 jism ixtieriy traektoriya bo'ylab a holatga ko'chsin. Bunda 1 jismga sistemaning boshqa jismlari tomonidan ta'sir etuvchi kuchlar 1 jismning ko'chish yo'liga bog'lik bo'lmagan va faqat jismning qolgan barcha jismlarga nisbatan boshlang'ich va so'nggi holatlariga bog'lik bo'lgan ishni bajaradi. Xuddi shunga o'xshash barcha N jismlar yangi holatlarga ko'chgan vaqtda sistemada ta'sir ko'rsatuvchi konservativ kuchlar bajargan ish faqat jismlarning bir-birlariga nisbatan boshlang'ich va so'nggi holatlariga bog'lik bo'ladi. Demak, jismlarning xar bir o'zaro vaziyatiga (xar bir holatga) U potensial energiyaning ma'lum qiymatini ko'rsatish va bir holatdan boshqa holatga o'tgan vaqtda konservativ kuchlar bajargan ishini U ning shu holatlarga mos kiymatlarining ayirmasi sifatida qarash mumkin.

$$A_{12} = U_1 - U_2 \quad (6.11)$$

Sistemaning jismlariga ichki konservativ kuchlardan tashqari, tashqi kuchlar ham ta'sir ko'rsatadi deb faraz qilaylik. i - jismga qo'yilgan barcha kuchlar bajargan ishni ichki kuchlar bajargan (A_{12}) ish va berilgan jismga ta'sir etuvchi tashqi kuchlar A_i' ishining yig'indisi sifatida tasavvur qilish mumkin. Biz bilamizki, to'la ish jism kinetik energiyasini ortishiga sarf bo'ladi. Demak,

$$(A_{12})_i + A_i' = (E_2)_i - (E_1)_i \quad (6.12)$$

(6.12) ifodaning butun jismlar bo'yicha yig'indisini olsak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\sum (A_{12})_i + \sum A_i' = \sum (E_2)_i - \sum (E_1)_i \quad (6.13)$$

(6.13) ifodadagi yig'indilarning birinchisi sistema boshlang'ich (birinchi) holatidan sunggi (ikkinchi) holatiga o'tgan vaqtda konservativ kuchlarning jismlar ustida bajargan ishidan iborat. (7.11) ga binoan bu ish potensial energiyaning jarayon boshidagi va oxiridagi qiymatlari ayirmasi ko'rinishida yozilishi mumkin:

$$\sum (A_{12})_i = U_1 - U_2.$$

(6.13) ifodaning chap tomonidagi ikkinchi yig'indi tashqi kuchlar tomonidan sistema jismlari ustida bajarilgan to'la ishdan iborat. Uni A' bilan belgilaymiz.

(6.43) ning o'ng tomoni $E_2 - E_1$ ga, ya'ni sistema to'liq kinetik energiyasining jarayon boshidagi va oxiridagi qiymatlari ayirmasiga teng ekanligi ravshan.

Shunday qilib, (6.13) formulani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin ekan:

$$U_1 - U_2 + A' = E_2 - E_1$$

Formuladagi hadlarni tegishli ravishda gruppalab quyidagini topamiz:

$$(E_2 + U_2) - (E_1 + U_1) = A'$$

Nihoyat, sistema to'la energiyasi $W = E + U$ belgisini kiritsak, quyidagi munosabatni topamiz:

$$\Delta W = W_2 - W_1 = A'. \quad (6.14)$$

Shunday qilib, oralarida konservativ kuchlar ta'sir etayotgan jismlar sistemasi to'la energiyasining orttirmasi sistema jismlariga qo'yilgan tashqi kuchlarning bajargan ishiga teng ekan.

Agar sistema yopik bo'lsa, u vaqtda (6.14) ga binoan $\Delta W=0$, bundan:

$$W = \text{const} \quad (6.15)$$

degan xulosa chiqadi.

(6.15) formula mexanikaning asosiy qonunlaridan biri-energiyaning saqlanish qonuni aks ettiradi.

Mexanikada bu qonun quyidagicha ta'riflanadi: oralarida faqat konservativ kuchlar ta'sir etayotgan jismlar yopik sistemasining to'la mexanik energiyasi o'zgarmaydi.

Agar yopik sistemaga konservativ kuchlardan tashqari nokonservativ kuchlar, masalan, ishqalanish kuchlari, ta'sir ko'rsataётgan bo'lsa, u vaktda sistemaning to'la mexanik energiyasi saqlanmaydi. Nokonservativ kuchlarini tashqi kuchlar deb qarab quyidagini yozish mumkin:

$$W_2 - W_1 = A_{nk} \quad (6.16)$$

bu yerda A_{nk} - nokonservativ kuchlar bajargan ish. Shuning uchun yopik sistemada ishqalanish kuchlari bo'lsa, vaqt o'tishi bilan to'la mexanik energiya kamaya boradi. Nokonservativ kuchlarining ta'sirida mexanik energiya boshqa nomexanik turdagi energiyalarga aylanadi. Bunday hollarda umumiyroq bo'lgan saqlanish qonuni bajariladi. Istalgan tashqi ta'sirlardan himoyalangan sistemada energiyaning barcha turlarining (nomexanik turlarning ham) yig'indisi o'zgarmaydi.

Imuls momentining saqlanish qonuni.

Ilgarilanma harakatda jism massasi qanday rol o'ynasa, aylanma harakatda inersiya momenti jism inertligini ifodalaydi va jism massasi vazifasida keladi. Bu ikki kattalik (J va m) o'rtasidagi farq shundan iboratki, aylanma harakatda bo'lgan jism turlicha aylanish o'qlariga ega bo'lishi va turlicha qiymatlar qabul qilishi mumkin. Agar jismni aylantiruvchi kuch momenti va inersiya momenti o'zgarmas kattalikka teng bo'lsa, shuningdek, jism burchak tezligi t vaqt ichida ω_0 dan ω gacha o'zgarsa, 7.16-tenglikni:

$$M = J \frac{\omega - \omega_0}{t} \quad \text{yoki} \quad Mt = J\omega - J\omega_0 \quad (6.17)$$

kabi yozamiz. (6.17) tenglikda Mt -kuch momenti impulsi, $J\omega$ -harakat miqdor momenti. (6.17) ga ko'ra vaqt birligi ichida kuch momenti impulsining o'zgarishi harakat miqdor momentining o'zgarishiga teng ekan.

Yopiq tizim ichidagi aylanma harakatdagi jismlar uchun ($M = 0$) harakat miqdor momentining saqlanish qonunining ifodasi:

$$J_1\omega_1 + J_2\omega_2 + \dots + J_n\omega_n = \text{const} \quad (6.18)$$

6.18-tenglikka ko'ra yopiq tizimdagi jismlarning harakat miqdor momentlarining yig'idisi o'zgaras miqdorga teng. Agar yopiq tizim bitta jismdan iborat bo'lsa, 6.18 - tenglik:

$$J\omega = \text{const} \quad (6.19)$$

ko'rinishda bo'ladi. 7.19-tenglikdan jismning inersiya momenti o'zgarsa, uning burchak tezligi ham o'zgarishi kelib chiqadi. Masalan, J ko'paysa ω ozayadi va aksincha. Bunday holni Jukovski o'rindiqida (skamyasida) namoyish qilish mumkin. Odam qo'lini yozib o'rindiq (skamy) bilan birga aylanadi va tezda tushiradi. Bunday holda odamni inersiya momenti (J) kamayib burchak tezligi (ω) ortadi. Shuningdek, harakat miqdor momentining saqlanish qonunini "giroskop" deb ataluvchi asboblarda kuzatish mumkin.

Energiya, impuls va impuls momentining saqlanish qonuni – fazo va vaqt simmetriyasining natijasi.

Fazo va vaqtning simmetriyasi deganimizda vaqtning bir jinsliliigi, fazoning esa bir jinsliliigi va uning izotropligi tushuniladi. Bu tushunchalar kiritilishi bilan vaqtning bir jinsliliigi, fazoning esa bir jinsliliigi va izotropligini qanday tasavvur qilish mumkin, degan savolning tug'ilishi tabiiydir.

Vaqtning bir jinsliliigi – o'tayotgan vaqtning turli paytlari bir-biridan farq qilmaydi demakdir. Shu boisdan, ko'pincha, vaqtning barcha paytlari o'zaro muqobil, ya'ni ular teng xuquqli degan ibora qo'llaniladi.

Misol: ba'zi bir tajriba natijalari biror vaqt o'tgandan keyin qayta tekshirilib ko'riladi va ko'pincha bir hil natija olinadi. Demak, vaqtning bir jinsliliigi turli paytlarda o'tkazilgan tajriba natijalarini taqqoslab ko'rishga imkon beradi.

Fazoning bir jinsliliigi deganimizda uning barcha nuqtalari bir-biriga muqobil ekanligi tushiniladi, ya'ni fazoning hamma nuqtalarining fizik xususiyatlari bir hil. Amaliy jixatdan fazoning bir jinsliliigi shunda namoyon bo'ladiki, jismlarning o'zaro joylashishlari va tezliklarini o'zgartirmasdan berk tizimni bir joydan ikkinchi joyga ko'chirsak, uning xususiyatlari va harakat qonunlari o'zgarmaydi: avvalgi joyida sodir bo'ladigan hodisa bir hil sharoit yaratilganda fazoning ikkinchi joyida ham o'zgarishsiz takrorlanadi. Bu natija fazoning barcha nuqtalarining xususiyatlari bir xil ekanligining isboti, ya'ni fazoning bir jinsliliigini namoyon bo'lishi demakdir.

Fazoning izotropligi shuni bildiradiki, undagi ixtiyoriy nuqtaga nisbatan olingan barcha yo'nalishlarning xususiyatlari bir-biridan farq qilmaydi, ya'ni fazoda qaysi yo'nalishni olib qaramaylik, ular bir-biriga muqobil. Mazkur muqobillik shunda nomoyon bo'ladiki, bir hil sharoit yaratilganda jismlardan

tashkil topgan berk tizimni (tadqiqot qurilmalarini, o'lchash asboblari, laboratoriyani va boshqalarni) istalgan burchakka burilsa, bu burish barcha kelgusi hodisalarining borishiga ta'sir etmaydi.

a) *Energiyaning saqlanish qonuni – vaqt bir jinsliliği natijasi.*

Vaqtning bir jinsliliği, fazoning bir jinsliliği va izotropligini bilib olganimizdan so'ng mexanikada energiya saqlanish qonunini isbot qilishga kirishamiz. Ma'lumki, mexanik sistema ustida bajarilgan ish kinetik energiyaning orttirmasiga teng, ya'ni

$$A_{12} = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} = E_2 - E_1 \quad (6.20)$$

Navbatdagi mulohaza faqat bitta moddiy nuqtaga tegishli bo'lib, moddiy nuqtalar tizimi uchun ham shunday yo'l to'g'ri bo'ladi. Potensial funktsiya u ning o'zi koordinatagagina emas, balki vaqtga ham bog'liq $u=u(x,y,z,t)$. Potensial maydonda moddiy nuqtani ko'chirishda bajarilgan ish quyidagi integral ko'rinishda ifodalanadi:

$$A_{12} = - \int \left(\frac{\partial u}{\partial x} dx + \frac{\partial u}{\partial y} dy + \frac{\partial u}{\partial z} dz \right)$$

bunga $\frac{\partial u}{\partial t} dt$ ni qo'shib va ayirib bajarilgan ishni topamiz:

$$A_{12} = - \int du + \int \frac{\partial u}{\partial t} dt$$

Integrallasdan so'ng

$$A_{12} = u_1 - u_2 + \int \frac{\partial u}{\partial t} dt \quad (6.21)$$

ifodani hosil qilamiz. 6.20 va 6.21 dan

$$E_2 - E_1 = u_1 - u_2 + \int \frac{\partial u}{\partial t} dt$$

yoki

$$(E_2 + u_2) - (E_1 + u_1) = \int \frac{\partial u}{\partial t} dt \quad (6.22)$$

Biz bu xulosalarda vaqtning bir jinsliliği xossasidan va sistemaning berk tizimliliği shartidan foydalanmadik, Shuning uchun bu muloxazalar berk bo'lmagan tizimlar uchun ham o'rinalidir.

Faraz qilaylik, tizim berk tizim bo'lsin, unda vaqtning bir jinsliliği uchun U funktsiya vaqtga oshkor bog'liq bo'lmaydi, ya'ni $\frac{\partial u}{\partial t} = 0$.

Natijada

$$E_1 + u_1 = E_2 + u_2 \quad (6.23)$$

Bu tenglama mexanikada energiya saqlanish qonunini ifodalaydi.

Bu qonunning asosida vaqtning bir jinsliliği yotadi. Chunki ana shu xususiyat tufayli berk tizimdagi jarayonlarni sodir bo'lish qonuniyati bu jarayonlarni vaqt bo'yicha boshqa paytga ko'chirilganda ham o'zgarmaydi.

b) *Impuls saqlanish qonuni – fazo bir jinsliliği natijasi*

Endi impulsning saqlanish qonunini isbotlaymiz. Faraz qilaylik, berk mexanik tizim berilgan bo'lsin. Tizimga ta'sir qiluvchi kuchlar $F_1, F_2, F_3, \dots$ ichki kuchlardan iborat bo'lsin.

Tizimni 1 ixtiyoriy holatdan boshqa bir 2 ixtiyoriy holatga o'tkazamiz. Unda tizimni tashkil qilgan barcha moddiy nuqtalar bir hil masofaga siljisin va ularning tezliklari yo'nalish va miqdor jihatidan o'zgarmay qolsin. Fazoning bir jinsligi sababli bunday siljishda ish bajarilmaydi: $(F_1 + F_2 + F_3) r = 0$. Demak, bu ish r ko'chish qanday bo'lishidan qat'iy nazar nolga teng bo'ladi. Bundan berk tizim uchun $F_1 + F_2 + \dots = 0$ ekanligi kelib chiqadi. Bu xulosa Nyutonning II –qonunidan kelib chiqadigan impuls saqlanish qonunini ifodalaydi, ya'ni

$$dr = 0 \text{ yoki } R = \text{const} \quad (6.24)$$

Demak, impulsning saqlanish qonuni fazoning bir jinsligi natijasidir, chunki fazoning ana shu xususiyati tufayli berk tizim bir butun holda ko'chirilganda ham uning impulsi o'zgarishsiz saqlanadi.

v) *Impuls momentining saqlanish qonuni bilan fazoning izotropligi orasidagi og'lanish.*

Impuls momentining saqlanish qonuni ham berk tizim uchun xuddi impulsning saqlanish qonuni kabi isbotlanadi. Fazoning izotropligidan foydalanib tizimga ta'sir qiluvchi ichki kuch momentlarining geometrik yig'indisi nolga teng ekanligini isbotlash mumkin:

$$M_1 + M_2 + \dots = 0 \quad (6.25)$$

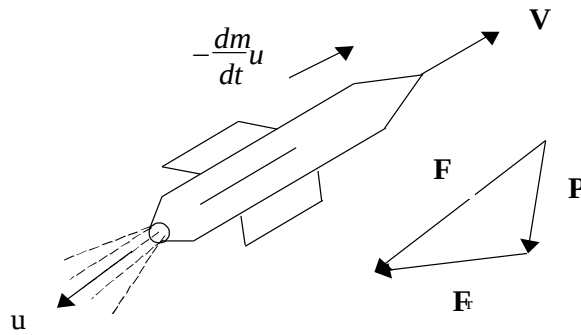
Bundan to'g'ridan-to'g'ri

$$dL = 0 \text{ yoki } L = \text{const} \quad (6.26)$$

ekanligi kelib chiqadi. Bundan ko'rinadiki, berk tizim impuls momentining saqlanish qonuni fazoning izotropligi natijasidir. Chunki fazoning ana shu xususiyatiga ko'ra berk tizim butun holatda biror burchakka burilganda berk tizimning impuls momenti o'zgarmaydi.

1. O'zgaruvchan massali jismlarning harakati. Reaktiv harakat. O'zgaruvchan massali jism deganimizda klassik mexanika qonunlariga bo'ysunib, o'zining harakati davomida massasi o'zgaradigan, ya'ni massasi kamayishi yoki ortishi mumkin bo'lgan jism tushuniladi. Masalan, yoz kunlari ko'chaga mashinalarda suv sepilishi, raketalar va reaktiv samolyotlarda yonilg'i yonishi natijasida ularning massasi kamayadi. Erga har-xil meteoritlarning tushishi natijasida Erning massasi ortadi va hakoza. Ammo bunda tezlik ortishi bilan massa o'zgarmaydi deb hisoblaymiz. Bu hollar uchun Nyutonning ikkinchi qonunini umumiy ko'rinishda ifodalasak,

$$\vec{F} = \frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{d(m\vec{g})}{dt} = \vec{g} \frac{dm}{dt} + m \frac{d\vec{g}}{dt} = \vec{g} \frac{dm}{dt} + m\vec{a} \quad (6.27)$$



6.2-rasm

bo'ladi. (6.27) formuladan ko'rinadiki, massasi o'zgarishi bilan tezlik kattaligi ham o'zgaradi, umumiy holda kuch yo'nalishi bilan mos tushmaydi va tezlikning kuchga to'g'ri proportsianalligi saqlanmaydi. Agar kuch yo'nalishi tezlik yo'nalishi bilan bir yo'nalishda yoki kuch tezlikka tik holatda yo'nalsa, tezlanish bilan kuch bir yo'nalishda bo'ladi.

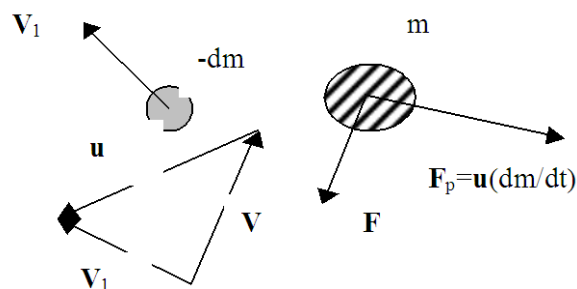
Biz yuqorida Nyutonning ikkinchi qonunidan foydalanib, o'zgaruvchan massali jismga ta'sir etuvchi kuch ifodasini keltirdik. Endi impulsning o'zgarishidan foydalanib, o'zgaruvchan massali jism harakatini qarab chiqaylik. Buning uchun vaqt o'tishi bilan massasi o'zgaruvchi raketa harakati bilan tanishib chiqamiz. Harakat davomida raketaning massa markazi o'zgarmaydi.

Raketada yongan yonilgidan hosil bo'lgan gaz massasi raketadan chiqish (ajralish) vaqtidagina u bilan tasirlashadi. Gaz uzluksiz chiqib turganligi uchun raketaning massasi ham uzluksiz kamayib turadi (6.2-rasm). Raketaga ta'sir etuvchi tashqi F kuch raketa og'irligi P bilan muxitning qarshilik Fk kuchlarning yig'indisiga teng.

Raketaning t vaqtidagi massasi m, uning shu vaqtdagi tezligi ϑ bo'lsin. Bu vaqt raketaning impulsi $p_1 = m\vartheta$ bo'ladi. dt vaqtda raketadan gaz massasi v1 tezlik bilan ajralib chiqsin (6.3-rasm). t + dt vaqtda harakat davomida sistema (raketa + gaz) ning impulsi

$$p_2 = [m - (-dm)] \cdot (\vartheta + d\vartheta) + (-dm) \cdot \vartheta_1$$

ga teng bo'ladi.



6.3-rasm

Impulsning o'zgarishi natijasida sistemaga tashqi kuchlar (og'irlilik va muxitning qarshilik kuchi) impulsi ta'sir etadi, ya'ni

$$\Delta p = p_2 - p_1 = [(m + dm)] \cdot (\vartheta + d\vartheta) - \vartheta_1 dm - m\vartheta = Fdt.$$

Qavsni ochib chiqib, dv dm ni juda kichik bo'lgani uchun tashlab yuborib, hosil bo'lgan ifodani dt ga bo'lib yuborganimizda quydagi tenglik hosil bo'ladi:

$$\frac{d\vec{g}}{dt} - \vec{g}_1 \frac{dm}{dt} + \vec{g} \frac{dm}{dt} = \vec{F}$$

bundan

$$m \frac{d\vec{g}}{dt} = m\vec{a} = \vec{F} + (\vec{g}_1 - \vec{g}) \frac{dm}{dt} = \vec{F} + \vec{u} \frac{dm}{dt} \quad (6.28)$$

bu o'zgaruvchan massali jismning harakat tenglamasini ifodalaydi. Bu Mesherskiy tenglamasi deyiladi. $\vec{g}_1 - \vec{g} = \vec{u}$ raketa bilan harakatlanuvchi sanoq sistemasiga nisbatan chiqayotgan gazning tezligi bo'lib, $\vec{u}$ nisbiy tezlik deyiladi.

(6.28) da $\frac{dm}{dt} = 0$ bo'lsa, bu tenglik o'zgarmas massali jism uchun Nyutonning ikkinchi qonuni ifodasiga o'tadi.

(6.28) tenglikning o'ng tomonidagi ikkinchi qo'shiluvchi $\vec{u} \frac{dm}{dt} = \vec{F}_r$ ajralib chiqayotgan gaz massasi dm tomonidan m massaga ta'sir etuvchi reaktiv kuchdir. Uni e'tiborga olsak, (6.28) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$m \frac{d\vec{g}}{dt} = \vec{F} + \vec{F}_p \quad (6.29)$$

Bu tenglamani umumiy holda echish ancha murakkab, chunki reaktiv kuchni hisoblash qiyin. Shuning uchun havosiz muhitda, ya'ni tashqi kuchlar mavjud bo'lmaganda jism harakatini o'rganishga Mesherskiy tenglamasini qo'llaylik. Tashqi kuch nol bo'lgani uchun (6.29) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$m \frac{d\vec{g}}{dt} = -\vec{u} \frac{dm}{dt} \quad \text{yoki} \quad d\vec{g} = -\vec{u} \frac{dm}{m} \quad (6.30)$$

"-" ishorasi harakatlar qarama - qarshi ekanligini ko'rsatadi va bunda $\vec{u} = -\vec{u}'$ desak, (6.30) quyidagi ko'rinishga keladi:

$$d\vec{g} = \vec{u} \frac{dm}{m},$$

Bu ifodani integrallasak,

$$\vec{g} = -\vec{u} \ln m + C. \quad (6.31)$$

Integrallash doimiysini aniqlash uchun quyidagicha boshlang'ich shart qo'yaylik, ya'ni $t = 0$ da $m = m_0$ va $\vec{g} = 0$ bo'lsin. U vaqtda $C = \vec{u} \ln m_0$ bo'ladi. Buni (6.31) ga qo'ysak,

$$\vec{g} = -\vec{u} \ln m + \vec{u} \ln m_0 = \vec{u} \ln (m_0/m)$$

yoki

$$\frac{m_0}{m} = e^{\frac{g}{u}} \quad (6.32)$$

Bu munosabatni Siolkovski formulasi deyiladi.

Bu munosabatni klassik mexanika qonunlari asosida keltirib chiqardik va tadbiqini ko'rdik.

Siolkovski formulasi raketaga ma'lum $\vec{g}$ tezlik berish uchun zarur bo'lgan yonilg'ich zapasini hisoblashga imkon beradi. Tezliklar nisbatining turli qiymatlari uchun boshlang'ich massa (m_0) ni oxirgi massa (m) ga nisbatini (8.6) formulada hisoblangan qiymatidan ko'rinadiki, raketalar katta tezlikka ega bo'lishi uchun

raketa bilan yonmay (zapasda) turgan yonilgining m massasini kamaytirish kerak. Shuning uchun ham o'z davrida Siolkovskiy taklif qilgan boskichli raketalaridan hozirgi davrda kosmik kemalarni uchirishda keng foydalanilmoqda.

Jismga Er sirtidan $v_1=7,9$ km/s tezlik berilganda Erning sun'iy yo'ldoshi sifatida $v_2=11,2$ km/s tezlik berilganda Quyoshning sun'iy yo'ldoshi sifatida, Quyosh sistemasidan butunlay chiqarib yuborish uchun esa $v_3 = 42,2$ km/s tezlik berish kerak (Bu hisoblar maktab fizika darsligida to'la bayon etilgan).

Sharlarning elastik va noelastik urilishi.

1. Absolyut noelastik va elastik urilishlar. Urilish - fazoning kichik sohasida jismlarning qisqa vaqtli o'zaro ta'sirlashish jarayonidir. Masalan, diametrlari 10 sm dan bo'lgan ikki po'lat shar bir - biriga qarab 5 m/s tezlik bilan yaqinlashib to'qnashganda o'zaro ta'sir 0,0005 s chamasi davom etadi, holos. Lekin to'qnashish jarayonida sharlarning bir-biriga tegish sohasida nihoyat katta kuchlar namoyon bo'ladi. Xususan, yuqorida qayd qilingan misolda urilish chog'ida ta'sir etadigan kuchning miqdori 40000 N dan ortib ketadi. Urilish chog'ida jismlar deformatsiyalanadi. Natijada bir - biriga urilayotgan jismlar kinetik energiyalarining barchasi yoki bir qismi elastik deformatsiyaning potentsiyal energiyasiga va jismlarning ichki energiyasiga aylanishi mumkin. Ichki energiya ortishi jismlar temperaturasining ko'tarilishida namoyon bo'ladi. Urilishlarning ikki chegaraviy ko'rinishlari bilan tanishaylik.

a) Absolyut noelastik urilish. Loy, plastilin, qo'rg'oshin kabi moddalardan iborat jismlarning urilishi. Absolyut noelastik urilishning xarakterli hususiyatlari quyidagilar:

- 1) ilishda vujudga kelgan jismlar deformatsiyasi saqlanadi;
- 2) deformatsiya potentsial energiyasi vujudga kelmaydi;
- 3) jismlar kinetik energiyalarining bir qismi jismlarning deformatsiyalanishiga sarf bo'ladi. Deformatsiya saqlanganligi tufayli energiyannig mazkur qismi kinetik energiya tarzida tiklanmaydi, balki jismlar ichki energiyasiga aylanadi. Odatda energiyani bu qismini deformatsiya ishi deb ataladi;

4) urilishdan so'ng jismlar umumiy tezlik bilan harakatlanadi yoki nisbiy tinch holatda bo'ladi.

Shuning uchun absolyut noelastik urilishda faqat impulsning saqlanish qonuni bajariladi. Mexanik energiya saqlanish qonuni bajarilmaydi.

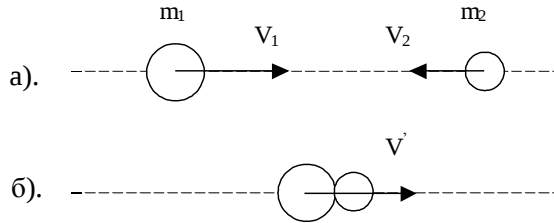
Masalan m_1 va m_2 bo'lgan sharlar $\mathcal{V}_1$ va $\mathcal{V}_2$ tezliklar bilan harakatlanib, absolyut noelastik to'qnashsin. $\mathcal{V}_1$ va $\mathcal{V}_2$ lar sharlarning markazlarini birlashtiruvchi tug'ri chiziq bo'ylab yo'nalgan. Urilishdan keyingi tezlikni V' bilan belgilab ikki shardan iborat berk sistema uchun impulsning saqlanish qonunini yozaylik :

$$m_1 \mathcal{V}_1 + m_2 \mathcal{V}_2 = (m_1 + m_2) V'$$

bundan

$$V' = \frac{m_1 \vec{\mathcal{V}}_1 + m_2 \vec{\mathcal{V}}_2}{m_1 + m_2} \quad (6.33)$$

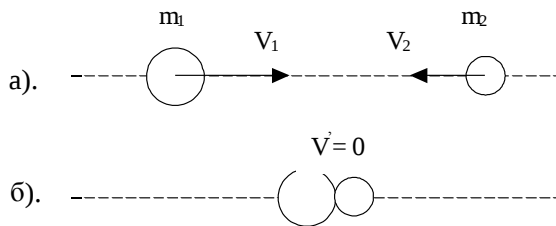
Mazkur ifoda asosida quyidagi hulosalarga kelimiz:



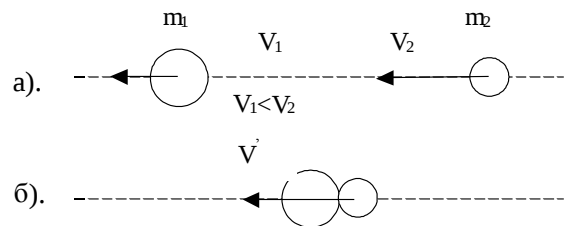
6.4-rasm

a) sharlar bir-biriga qarab harakatlansa (6.4-rasm), urilishdan so'ng ikkala sharning birgalikdagi harakatining yo'nalishi $/m_1 g_1/$ va $/m_2 g_2/$ larga bog'liq.

b) sharlar bir-biri tomon harakatlansa, lekin $/m_1 g_1/ \neq /m_2 g_2/$ bo'lsa (6.5-rasm), urilishdan so'ng sharlar mexanik harakatlarini davom ettirmaydi, ya'ni $V' = 0$;



6.5-rasm



6.6-rasm

v) sharlar bir tomonga harakatlansa (8.5-rasm), urilishdan so'ng ham ular o'sha tomon harakatlarini davom ettiradi.

Urilishgacha sharlar ega bo'lgan umumiy kinetik energiya $\frac{m_1 g_1^2}{2} + \frac{m_2 g_2^2}{2}$

va urilishdan keyingi umumiy kinetik energiyani $\frac{m_1 + m_2}{2} (V')^2$ farqi diformatsiya ishiga (A_D) teng:

$$A_D = \frac{m_1 g_1^2}{2} + \frac{m_2 g_2^2}{2} = \frac{m_1 + m_2}{2} (V')^2 \quad (6.34)$$

Bundagi V' o'rniga uning qiymati (8.7) ni qo'ysak va bir qator matematik amallardan so'ng quyidagi tenglamani hosil qilamiz:

$$A_D = \frac{m_1 + m_2}{2(m_1 + m_2)} (g_1 + g_2)^2 \quad (6.35)$$

Agar to'qnashayotgan shislardan biri qo'zg'almas bo'lsa, (8.9) ifoda yanada soddaroq ko'rinishga keladi. Masalan: $g_2 = 0$ deb olsak,

$$A_D = \frac{m_1 m_2}{2(m_1 + m_2)} (g_1)^2 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \frac{m_1 g_1^2}{2} \quad (6.36)$$

bo'ladi. Agar urilishgacha birinchi jismning kinetik energiyasi $\frac{m_1 g_1^2}{2}$ ekanligini e'tiborga olsak, (8.10) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$A_D = \frac{m_2}{m_1 + m_2} E_1 \quad (6.37)$$

Shuning uchun kattaroq deformatsiyalarni hosil qilish lozim bo'lgan hollarda (Masalan: temirchilikda) qo'zg'almas jism massasi (m_2) uruvchi jismning massasi (m_1) dan kattaroq bo'lgani qulayroqdir. Aksincha, mix yoki qoziq qoqishda bolg'aniing massasi (m_1) mix yoxud qoziqnikiidan kattaroq bo'lgani ma'qul.

b) Absolyut elastik urilish. Fil suyagi kabi moddalardan iborat jismlarning urilishi absolyut elastik urilishga ancha yaqin bo'ladi. Absolyut elastik urilishning xarakterli xususiyatlari quyidagilar:

1) urilish chog'ida jismlarning elastik deformatsiylanishi vujudga keladi, lekin urilishdan so'ng butunlay yo'qoladi, ya'ni jismlarning shakli tiklanadi;

2) jismlarning deformatsiylanishida kinetik energiya qisman (yoki to'liq) elastik deformatsiyaning potentsiyal energiyasiga aylanadi, jismlar o'z shakllarini tiklayotganda esa yana kinetik energiyaga aylanadi, kinetik energiya boshqa turdagi energiyalarga, xususan ichki energiyaga aylanmaydi;

3) urilishdan so'ng jismlar birgalikda harakatlanmaydi.

Absolyut elastik urilishda sistema impulsining saqlanish qonuni va sistema mexanik energiyasining saqlanish qonuni bajariladi. Mazkur qonunlar massalari m_1 va m_2 bo'lgan sharlarning markaziy urilishi uchun quyidagicha yoziladi:

$$m_1 g_1 + m_2 g_2 = m_1 V_{11} + m_2 V_{21}, \quad (6.38)$$

$$\frac{m_1 g_1^2}{2} + \frac{m_2 g_2^2}{2} = \frac{m_1 (V_1^1)^2}{2} + \frac{m_2 (V_2^1)^2}{2}. \quad (6.39)$$

Bu tenglamalardagi g_1 va g_2 sharlarning to'qnashishidan oldingi, V_1^1 va V_2^1 esa urilishdan keyingi tezliklari. (6.38) va (6.39) ni birgalikda yechib

$$V_1^1 = \frac{2m_2 g_2 \pm (m_1 - m_2) g_1}{m_1 + m_2}, \quad V_2^1 = \frac{2m_1 g_1 \pm (m_1 - m_2) g_2}{m_1 + m_2} \quad (6.40)$$

ifodalarni hosil qilamiz.

Ba'zi xususiy hollarni muhokama qilaylik.

1. Sharlardan biri tinch turgan bo'lsin, ya'ni $g_2 = 0$. U holda (6.40) ifodalar quyidagi ko'rinishga keladi:

$$V_1^1 = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} g_1, \quad V_2^1 = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} g_1 \quad (6.41)$$

Demak, urilishdan keyingi sharlar tezliklarining kattaliklari ular massalarini nisbatiga bog'lik bo'ladi. Agar sharlardan birining massasi ikkinchisiga nisbatan nihoyat katta, ya'ni $m_2 \gg m_1$ shart bajarilsa,

$$V_1^1 = -V_2^1, \quad V_2^1 = 0 \quad (6.42)$$

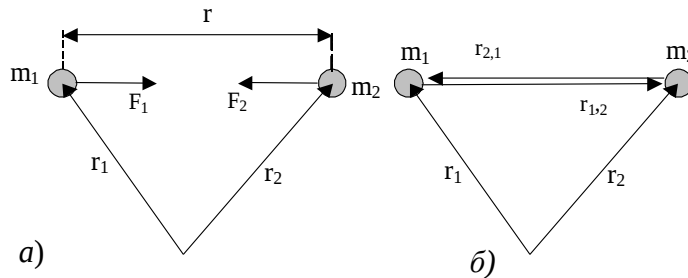
bo'ladi. Bunday hol elastik shar devorga (devorni massasi va radiusi nihoyat katta deb hisoblanadi) urilganda amalga oshishi mumkin. Shuning uchun devorga urilgan shar tezligining qiymati saqlanadi, yo'nalishi esa teskarisiga o'zgaradi. Boshqacha qilib aytganda, shar devordan elastik ravishda orqaga qaytib ketadi.

2. Massalari teng (ya'ni $m_1 = m_2$) bo'lgan sharlar bir - biri bilan to'qnashgan holda (6.41) ifodalar

$$V_1^1 = g_2, \quad V_2^1 = g_1$$

ko'rinishga keladi. Demak, sharlar tezliklarini ayriboshlaydi (almashtiradi).

Markaziy maydondagi harakat. Nyutonning butun olam tortishish qonuni. Maydon kuchlanganligi. Kepler qonunlari.



6.7-rasm

Jismlarning o‘zaro tortishini ifodalovchi qonun Nyuton tomonidan aniqlangan bo‘lib, u butun olam tortishish qonuni (Ba‘zan gravitatsion qonuni) deb yuritiladi: ixtiyoriy ikki moddiy nuqta (ular joylashgan muhitdan qat’iy nazar) massalarining ko‘paytmasiga to‘g‘ri proporsional va ular orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsional bo‘lgan F_1 va F_2 kuchlar bilan bir-birini tortishadi (6.7a-rasm), ya’ni

$$F_{1,2} = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} \frac{\vec{r}_{12}}{r}, \quad (6.43)$$

bunda $F_{1,2}$ - birinchi moddiy nuqtaning ikkinchi moddiy nuqtaga tortishish kuchi, γ - gravitatsion doimiy, m_1 va m_2 - mos ravishda birinchi va ikkinchi moddiy nuqtalarning massalari, r - moddiy nuqtalar orasidagi masofa,

$r_{1,2} = r_2 - r_1$ esa birinchi moddiy nuqtadan ikkinchi moddiy nuqtaga yo‘nalgan vektor. (6.43) da r_{12} vektorni ikkinchi moddiy nuqtadan birinchi moddiy nuqtaga yo‘nalgan $r_{2,1} = r_1 - r_2$ vektor bilan almashtirsak (6.7 b- rasm), ikkinchi moddiy nuqtaga ta’sir etuvchi

$$F_{2,1} = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} \frac{\vec{r}_{21}}{r}, \quad (6.44)$$

kuchni hosil qilamiz, $r_{1,2} = -r_{2,1}$ bo‘lganligi uchun $F_{1,2} = -F_{2,1}$. Agar (6.43) yoki (6.44) ifodalarda $m_1 = m_2 = 1\text{kg}$ va $r = 1\text{m}$ deb olsak, $\gamma = |F_{1,2}| = |F_{2,1}|$ bo‘ladi. Demak, gravitatsion doimiyning qiymati massalari 1 kg dan bo‘lgan ikki moddiy nuqta orasidagi masofa 1m bo‘lgan taqdirda ular orasidagi o‘zaro tortishish kuchining miqdoriga teng. Gravitatsion doimiyini 1798 yilda Kavendish burama tarozi yordamida o‘lchagan. Uning hozirgi vaqtdagi o‘lchashlar asosida topilgan qiymati quyidagicha:

$$\gamma = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-2}.$$

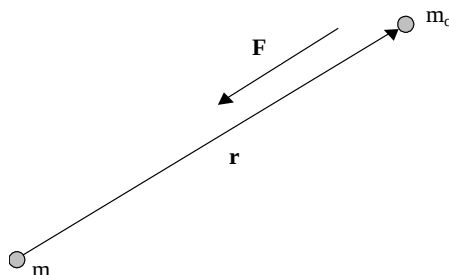
Agar o‘zaro ta’sirlashuvchi jismlarni moddiy nuqta deb hisoblash mumkin bo‘lmasa, bu jismlar hayolan elementar bo‘lakchalari orasidagi tortishish kuchlarining yig‘indisi hisoblanadi. Lekin sharsimon jismlar uchun (6.43), (6.44) ifodalarni qo‘llash mumkin, bunda jism massalari ularning geometrik markazida mujassamlashgan deb hisoblash va r o‘rniga sharlarning markazlari orasidagi masofani qo‘yish lozim.

Gravitatsion o‘zaro ta’sirning xarakterli hususiyatlaridan biri shundaki, u jismlar vakuumda joylashgan holda ham sodir bo‘laveradi. Buning sababini zamonaviy tushunchalar asosida quyidagicha talqin qilinadi. Bir-biriga tegib turmaydigan (ya’ni biror masofa uzoqlikda joylashgan) jismlarning xar qanday o‘zaro ta’sirlashishi o‘zgacha hususiyatli vositachi-maydon orqali sodir bo‘ladi. Umuman, maydon deganda biror kuch ta’siri seziladigan fazo sohasi tushuniladi. Gravitatsion kuchlar ta’siri seziladigan fazo sohasi esa gravitatsion maydon yohud tortishish maydoni deb ataladi.

Har qanday jism atrofida gravitatsion maydon vujudga keladi. Bu maydonning ixtiyoriy nuqtasiga kiritilgan jismlarga maydonni vujudga keltirgan jism tomon yo‘nalgan kuch ta’sir etadi. Ana shu ta’sirlarga asoslanib gravitatsion maydon hossalari haqida fikr yuritiladi. Maydonni tekshirishda qo‘llaniladigan jismlarni "sinov jismlar" deb ataylik. "Sinov jism"larni tanlashda quyidagi ikki shartga amal qilamiz:

1) "Sinov jism"ning o‘lchami nihoyat kichik (ya’ni nuqtaviy) bo‘lsin, chunki uning yordamida maydon nuqtalarining hossalari tekshiriladi;

2) "Sinov jism"ning massasi mumkin qadar kichik bo‘lishi lozim, chunki uni maydonning biror nuqtasiga kiritilganda maydon sezilarli darajada buzilmasin.



6.8-rasm

Gravitatsion maydonni xarakterlovchi asosiy kattaliklardan biri -maydon kuchlanganligi bilan tanishaylik.

Massasi m bo‘lgan jism maydonining ixtiyoriy tanlab olingan nuqtasiga massasi m_0 bo‘lgan "sinov jism"ni kiritaylik (6.8-rasm). m jism joylashgan nuqtani koordinata boshi sifatida qabul qilsak, "sinov jism" joylashgan nuqtaning radius vektori r bo‘ladi. "Sinov jism"ga ta’sir etadigan kuch maydonni vujudga keltiruvchi jism tomon yo‘nalgan, ya’ni r ga teskari yo‘nalgan bo‘lib, u (6.43, 6.44) ga asosan quyidagicha yoziladi:

$$F_c = -\gamma \frac{mm_c}{r^2} \frac{\vec{r}}{r} \quad (6.45)$$

bundagi $(-)$ ishora F va r larning yo‘nalishlari qarama-qarshi ekanligini hisobga oladi. (6.45) dan ko‘rinishicha, "sinov jism" ga ta’sir etadigan kuchning miqdori m ga bog‘liq. Shuning uchun gravitatsion maydon ixtiyoriy nuqtasining kuchlanganligi sifatida maydonning muayyan nuqtasiga kiritilgan birlik massali "sinov jism" ga ta’sir etadigan kuch bilan xarakterlanuvchi kattalik qabul qilinadi va uni G harfi bilan belgilanadi:

$$G = \frac{\vec{F}_c}{m_c} = -\gamma \frac{m}{r^2} \frac{\vec{r}}{r} \quad (6.46)$$

Gravitatsion maydon kuchlanganligining yoʻnalishi ham huddi "sinov jism" ga taʼsir etadigan kuchnikidek maydonni vujudga keltiruvchi jism tomon yoʻnalgan. Oʻlchov birligi esa tezlanishning oʻlchov birligi bilan bir hil va xalqaro birliklar tizimi (SI) da m/c^2 boʻladi.

Gravitatsion maydonni grafik tasvirlash uchun kuchlanganlik chiziqlari (yohud kuch chiziqlari)dan foydalaniladi. Kuchlanganlik chiziqlari quyidagi ikki shartga rioya qilingan holda oʻtkaziladi:

1) kuchlanganlik chizigʻining xar bir nuqtasiga oʻtkazilgan urinma va maydonning muayyan nuqtasidagi kuchlanganlik vektori (6.8-rasm) ustma-ust tushishlari lozim;

2) kuchlanganlik chiziqlarining yoʻnalishiga tik qilib joylashtirilgan birlik yuzlar orqali oʻtayotgan chiziqlar soni maydonning shu sohalaridagi kuchlanganlikka proporsional boʻlishi lozim, yaʼni maydon kuchlanganligi kattaroq boʻlgan sohalarda kuchlanganlik chiziqlari zichroq boʻlishi lozim.

Bu shartlarga asoslanganda izolyatsiyalangan moddiy nuqta gravitatsion maydonining kuchlanganlik chiziqlari nuqta tomon yoʻnalgan radial toʻgʻri chiziqlardan iborat boʻladi. Shuningdek sferik shakldagi izolyatsiyalangan jism gravitatsion maydonining kuchlanganlik chiziqlari ham radial toʻgʻri chiziqlar boʻladi. (8.8-rasm). Bu rasmlarda tasvirlangan maydonlarni, yaʼni xar bir nuqtasining kuchlanganlik vektori radius boʻylab maydon markazi tomon yoʻnalgan maydonlarni markaziy maydonlar deb ataladi.

Lekin aksariyat hollarda biror jism gravitatsion maydonini tekshirilayotganda uning atrofidagi jismlar maydonlarini ham etiborga olish lozim boʻladi.

Nyutonning butun olam tortishish qonunini kashf qilinishiga planetalar harakatining Kepler tomonidan ochilgan uchta qonun asos boʻldi:

1. Barcha planetalar berk traektoriya, yaʼni ellips boʻyicha harakatlanadi, uning fokuslaridan birida Quyosh joylashgan.

2. Planetalarning radius vektorlari teng vaqtlar ichida teng yuzalar chizadi.

3. Planetaning Quyosh atrofida aylanish davrining kvadratlari nisbatlari ular orbitalarining katta yarim oʻqlari kublarining nisbatlariga teng.

Keplerning birinchi qonuni planetalar markaziy kuchlar maydonida harakatlanishini koʻrsatadi. Xaqiqatdan ham, biz jismning markaziy kuch maydonidagi traektoriyasi yassi tekislikda fokusi kuchlar markazi bilan ustma - ust tushuvchi giperboladan, paraboladan yoki ellipsdan iborat ekanligiga ishonch hosil qilishimiz mumkin.

Soddalashtirish uchun orbitalar ellips emas, aylanadan iborat (shunday faraz qilish mumkin, chunki hamma planetalarning orbitalari aylanadan kam farq qiladi) deb olib, planetaning harakat tezlanishini quyidagi koʻrinishda yozish mumkin:

$$a_n = \vartheta^2/r, \quad (6.47)$$

bu yerda ϑ - planetaning harakat tezligi, r - orbitaning radiusi, ϑ ni $2\pi/T$ bilan almashtiraylik (T - planetaning quyosh atrofida aylanish davri):

$$a_n = 4\pi^2 r / T^2. \quad (6.48)$$

So‘ngi ifodaga asosan planetalarga Quyosh tomonidan ko‘rsatilgan tasir kuchlarining nisbati quydagicha yoziladi:

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{m_1 a_1}{m_2 a_2} = \frac{m_1 r_1 T_2^2}{m_2 r_2 T_1^2}. \quad (6.49)$$

Kepler uchinch qonuniga binoan aylanish davrlari kvadratlarining nisbatini orbitalar radiuslarining kublari nisbati bilan almashtirib quyidagini topamiz:

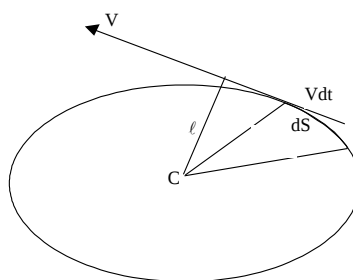
$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{m_1}{r_1^2} : \frac{m_2}{r_2^2} \quad (6.50)$$

Shunday qilib Keplerning uchinch qonunidan planetaning Quyoshga tortilish kuchi planetaning massasiga to‘g‘ri proporsional va undan Quyoshgacha bo‘lgan masofaning kvadratiga teskari proporsional degan huloa chiqadi:

$$F = k (m/r^2) \quad (6.51)$$

Proporsional lik koeffitsienti k o‘z navbatida Quyoshning M_k massasiga proporsional dir deb faraz qilib, Nyuton bizga ma’lum bo‘lgan quyidagi butun olam tortishish qonunini ifodalovchi formulani topdi:

$$F = \gamma \frac{mM_k}{r^2} \quad (6.52)$$



6.9-rasm

Keplerning ikkinchi qonuni impuls momenti saqlanish qonunining hulosasidir. 6.9-rasmga ko‘rinib turibdiki, dt vaqt ichida radius-vektor chizgan dS yuz uchburchakning ϑdt asosining uchburchak asosiga tushirilgan perpendikulyar (u planeta impulsining Quyoshga nisbatan elkasi bilan ustma - ust tushadi) ko‘paytmasining yarmiga teng:

$$dS = \frac{1}{2} \ell \vartheta dt = \frac{L}{2m} dt \quad (6.53)$$

(L -planetaning impuls momenti bo‘lib, u $m\vartheta\ell$ ga teng).

dS/dt ifoda sektorial tezlik deyiladi. Shunday qilib sektorial tezlik $\vartheta_c = dS/dt = L/2m$

Kuchlarning markaziy maydonida impuls momenti o‘zgarmaydi, demak, planetaning sektorial tezligi ham o‘zgarmasligi kerak. Bu vaqtning teng oraliqlari ichida radius - vektor teng yuzlar chizishni bildiradi.

Mustahkamlash uchun savollar

1. O‘zgaruvchan massali jism harakatini tushuntiring va tenglamasini yozing.
2. Reaktiv kuch deganda nimani tushunasiz?
3. Siolkovski formulasi yozing.

4. Kosmik tezliklar haqida nima bilasiz?
5. Absolyut elastik va noelastik urilishlarni tushuntiring.
6. Absolyut noelastik urulishda impulsning saqlanish qonuni bajariladimi?
7. Absolyut elastik urulishda mexanik energiyaning saqlanish qonuni bajariladmi?
8. Butun olam tortishish qonunini ayting va formulasini yozing.
9. Gravitatsiya doimiysining fizik ma'nosini tushuntiring.
10. Gravitatsion maydon deb nimaga aytiladi?
11. Gravitatsion maydon kuchlanganligi deb nima qabul qilingan?
12. Kepler qonunlarini ayting.

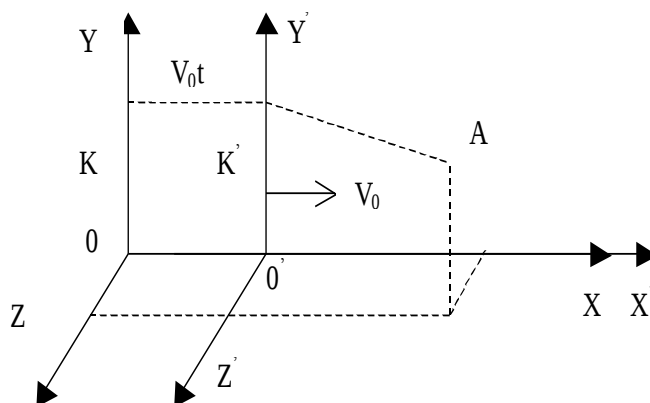
8–ma’ruza. MEXANIKADA NISBIYLIK PRINSIPI

Reja:

1. Inersial sanoq sistemasi va nisbiylikning mexanik prinsipi.
2. Galilley koordinata almashtirishlari. Almashtirishlarning invariantligi.
3. Yorug‘lik tezligi. Maxsus nisbiylik nazariyasi postulatlar.
4. Lorens almashtirishlari va undan kelib chiqadigan natijalar: uzunlik va vaqt oraligining nisbiyligi.
5. Tezliklarni qushishning relyativistik qonuni.
6. Massaning tezlikga bog‘liqligi.
7. Umumiy nisbiylik nazariyasining asosiy tasavvurlari.
8. Energiya bilan massa orasidagi bog‘lanish. Bog‘lanish energiyasi.
9. Klassik mexanikaning qo‘llanilish chegarasi.

Tayanch so‘zlar va iboralar: Sanoq sistema, inersial sanoq sistema, nisbiylikning mexanik prinsipi, Galiley almashtirishlari, massa, uzunlik, vaqt, Eynshteyn postulatlar, Lorens almashtirishlari. Lorens qisqarishi, uzunlik tushunchasi, vaqtning nisbiyligi, relyativistik massa, energiya va impuls, relyativistik tezlik, tezliklarni qo‘shish qonuni, klassik mexanikaning qo‘llanilish chegarasi, moslik prinsipi.

Inersial sanoq sistemasi va nisbiylikning mexanik prinsipi



8.1-rasm

Jismning tinch holati yoki to‘g‘ri chiziqli tekis harakati nisbiy bo‘lib, u sanoq sistemasiga bog‘liq. Masalan, bir - biriga nisbatan biror tezlanish bilan harakatlanayotgan ikki sanoq sistemasi mavjud bo‘lsin. Bu sistemalarning birida tinch holatini saqlayotgan jism ikkinchi sanoq sistemasida tezlanish bilan harakatlanadi. Demak, Nyutonning birinchi qonuni barcha sanoq sistemalarida bajarilavermaydi. Lekin shunday sanoq sistemalar mavjudki, ularda erkin yoki kvazi erkin jism o‘zining tinch holatini yoki to‘g‘ri chiziqli tekis harakatini saqlaydi. Bunday sanoq sistemalarini inersial sanoq sistemalari deb ataladi.

Nyutonning birinchi qonuni bajariladigan sanoq sistemalarini inersial sanoq sistemalari deb, aks holda esa noinersial sanoq sistemalari deb atay olamiz.

Biror inersial sanoq sistemasiga nisbatan to'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotgan ixtiyoriy sanoq sistemasi ham inersial sanoq sistemasi bo'ladi.

8.1 – rasmda K sistemaga nisbatan K' sanoq sistemasining to'g'ri chiziqli tekis harakati ko'rsatilgan.

Jism harakati sanoq sistemasiga nisbatan aniqlanadi. Sanoq sistemasini tanlash kuzatuvchining ixtiyorida. Shuning uchun bir harakatni turli sanoq sistemalariga nisbatan tekshirish natijasida bu sanoq sistemalaridan birortasini boshqalarga nisbatan imtiyozli deb hisoblash mumkinmi? Bu savolga javob berish maqsadida etarlicha aniqlik bilan inersial sanoq sistemasi deb hisoblash mumkin bo'lgan K sistemaga nisbatan K' sanoq sistemasining to'g'ri chiziqli tekis harakatini tekshiraylik. Soddalashtirish maqsadida K' sistema K sistemaga nisbatan V_0 tezlik bilan OX o'q yo'nalishida harakatlanadi, deb hisoblaylik (9.1-rasm).

$t = 0$ vaqtda ikkala sanoq sistemasi bir-birining ustiga tushadi. $t \neq 0$ da K sanoq sistemasining boshi (ya'ni O1 nuqta) K sanoq sistemasida $X = V_0 \cdot t$; $u = 0$; $z = 0$ koordinatalar bilan aniqlanuvchi nuqtada joylashgan bo'ladi. U holda moddiy nuqta (A) ning ixtiyoriy paytda ikkala sanoq sistemasidagi koordinatalari Galiley almashtirishlari deb ataladigan quyidagi munosabatlar bilan o'zaro bog'langan:

$$x = x' + v_0 t; \quad u = u'; \quad z = z'; \quad t = t'; \quad (8.1)$$

bundagi t va t' mos ravishda K va K' sanoq sistemalaridagi soatlar ko'rsatayotgan vaqtlar. Agar vaqt hisobi ikkala sanoq sistemalarining boshlari (0 va 0' nuqtalar) biri – birining ustiga tushib turgan paytdan boshlansa, ikkala sistemadagi bir xil soatlar bir xil vaqtlarni ko'rsatishi (ya'ni $t = t'$) tabiiy hol ekanligiga o'rganib qolganmiz.

Demak, bir sanoq sistemasidan (K) dan ikkinchi sanoq sistemasi (K1) ga o'tganda koordinatalar o'zgaradi, ya'ni koordinatalar nisbiy kattaliklardir. Vaqt o'tishi esa sanoq sistemalarining nisbiy harakatlanishiga bog'liq emas, ya'ni vaqt absolyut kattalikdir.

Galiley koordinata almashtirishlari. Almashtirishlarning invariantligi

Endi biror sterjen uzunligini ikkala sistemada aniqlaylik (8.2-rasm).

Sterjen uchlari (A va B nuqtalar) ning K sistemadagi koordinatalarini mos ravshda X_1, U_1, Z_1 va X_2, U_2, Z_2 deb belgilasak, uning uzunligi

$$l = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2} \quad (8.2)$$

bo'ladi. K1 sanoq sistemasi esa K ga nisbatan OX yo'nalishida V_0 tezlik bilan harakatlanyapdi. Shuning uchun K1da sterjen uchlarning koordinatalari mos ravishda

$$\begin{aligned} x_1^1 &= x_1 - V_0 t & x_2^1 &= x_2 - V_0 t \\ y_1^1 &= y_1 & y_2^1 &= y_2 \\ z_1^1 &= z_1 & z_2^1 &= z_2 \end{aligned}$$

bo‘ladi.

Natijada sterjenning K1 sanoq sistemasidagi uzunligi uchun

$$\ell' = \sqrt{(x_2^1 - x_1^1)^2 + (y_2^1 - y_1^1)^2 + (z_2^1 - z_1^1)^2} = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2} \quad (8.3)$$

Ifodani hosil qilamiz (8.2) va (8.3) larni o‘aro taqqoslab

$$\ell = \ell' \quad (8.4)$$

degan xulosaga kelamiz. Umuman, bir sanoq sistemasidan ikkinchi sanoq sistemasiga o‘tganda biror kattalikning qiymati o‘zgarmasa, bu kattalik mazkur almashtirishga nisbatan *invariant* deyiladi. U holda (8.4) ifodaga asosan, quyidagini ayta olamiz: uzunlik Galiley almashtirishlariga nisbatan invariantdir.

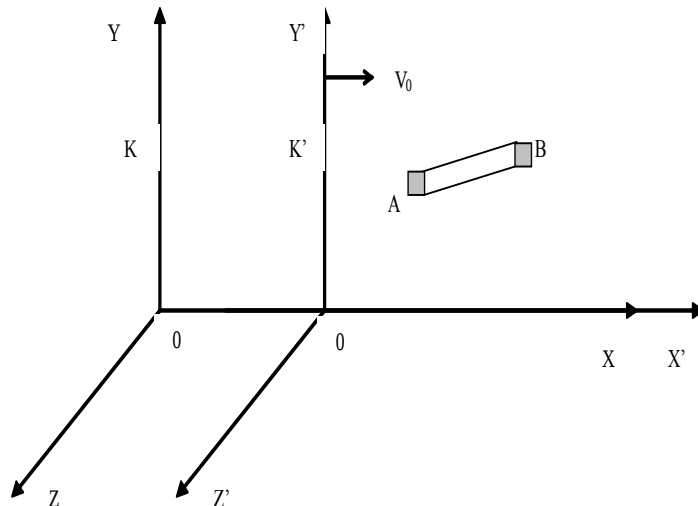
Harakatlanayotgan moddiy nuqtaning K va K' sanoq sistemalaridagi tezliklarining proeksiyalari orasidagi bog‘lanishni topish uchun (8.1) ifodalardan vaqt bo‘yicha hosila olamiz:

$$\begin{aligned} V_x &= \frac{dx}{dt} = \frac{d}{dt}(x' + V_0 t) = V_x^1 + V_0 \\ V_y &= \frac{dy}{dt} = \frac{d}{dt}(y') = V_y^1 \\ V_z &= \frac{dZ}{dt} = \frac{d}{dt}(z') = V_z^1 \end{aligned} \quad (8.5)$$

Bu munosabatlarni vektor ko‘rinishda

$$\vec{V} = \vec{V}' + \vec{V}_o \quad (8.6)$$

shaklda yozish mumkin.



8.2-rasm

Bu (8.6) ifoda tezliklarning qo‘shilish qonuni bo‘lib, uni quyidagicha tavsif qilish mumkin: moddiy nuqtaning K sanoq sistemasidagi tezligi ($\vec{V}$) shu nuqtaning K' dagi tezligi ($\vec{V}'$) va K' ning K ga nisbatan tezligi ($\vec{V}_o$) ning vektor yig‘indisiga teng.

(8.5) ifodalardan vaqt bo‘yicha hosila olsak, moddiy nuqtaning K va K' sanoq sistemalaridagi tezlanishlarining proeksiyalari orasidagi bog‘lanishni hosil qilamiz:

$$\begin{aligned}a_x &= \frac{dV_x}{dt} = \frac{d}{dt}(V'_x + V_0) = \frac{dV'_x}{dt} = a'_x \\a_y &= \frac{dV_y}{dt} = \frac{d}{dt}(V'_y) = a'_y \\a_z &= \frac{dV_z}{dt} = \frac{d}{dt}(V'_z) = a'_z\end{aligned}\tag{8.7}$$

Vektor ko‘rinishda (8.7) ifodalarni

$$\vec{a} = \vec{a}'\tag{8.8}$$

shaklda yozamiz. Demak, moddiy nuqtaning K sanoq sistemasidagi tezlanishi ($\vec{a}$) va K' sanoq sistemasidagi tezlanishi ($\vec{a}'$) bir xil ekan. Boshqacha aytganda, tezlanish Galiley almashtirishlariga nisbatan invariantdir.

Tajribalarning ko‘rsatishicha, barcha inersial sanoq sistemalarda jism massasi bir xil qiymatga ega va u harakat tezligiga (yorug‘lik tezligidan ancha kichik tezliklar nazarda tutiladi) bog‘liq emas:

$$m = m' .\tag{8.9}$$

Nyuton mexanikasida o‘rganiladigan kuchlar, xususan elastiklik kuchi yoki torishish kuchi jismning ayrim qismlari orasidagi masofaga bog‘liq. Masofa (uzunlik) Galiley almashtirishlariga nisbatan invariant. Ba’zi kuchlar, masalan, ishqalanish kuchlari o‘zaro ta’sirla shuvchi jismlar tezliklarning farqiga bog‘liq. Tezliklar farqi, (8.6) munosabatga asosan, bir inersial sanoq sistemasidan ikkinchisiga o‘tilganda o‘zgarmaydi ($V_2 - V_1 = V'_2 - V'_1$). Shuning uchun klassik mexanikada kuch Galiley almashtirishlariga nisbatan invariantdir, ya’ni

$$\vec{F} = \vec{F}' .\tag{8.10}$$

Dinamikaning asosiy qonuni – Nyutonning ikkinchi qonuni

$$\vec{F} = m \cdot \vec{a}\tag{8.11,a}$$

ga etibor bersak, undagi barcha kattaliklar [(8.8), (8.9) va (8.10) ga qarang.] Galiley almashtirishlariga nisbatan invariant. Binobarin, dinamika asosiy qonunining K sanoq sistemasiga nisbatan V_0 tezlik bilan harakatlanayotgan K' sanoq sistemasidagi matematik ifodasi

$$\vec{F}' = m' \cdot \vec{a}'\tag{8.11,b}$$

Mazkur qonunning K sanoq sistemasidagi ifodasiga to‘liq mos keladi. Demak, barcha inersial sanoq sistemalarida ayni bir mexanik hodisa bir xil tarzda sodir bo‘ladi va mazkur inersial sanoq sistemasida o‘tkaziladigan mexanik tajribalar yordamida sanoq sistemi tinch turganligini yoki to‘g‘ri chiziqli tekis harakatlanayotganligini aniqlab bo‘lmaydi.

Bu fikrni Galiley bayon etganligi uchun Galileyning nisbiylik prinsipi, Ba’zan nisbiylikning mexanik prinsipi deb yuritiladi. Bu prinsipga asosan, agar biror sistema (masalan, K sanoq sistemi) inersial bo‘lsa, unga nisbatan to‘g‘ri chiziqli tekis harakatlanuvchi juda ko‘p inersial sistemalar (K') ham mavjud. Inersial sanoq sistemalarning barchasida klassik mexanika qonunlari aynan bir xil namoyon bo‘lishidan bu sistemalarning barchasi teng xuquqli va ular orasidan

biror imtiyozli inersial sanoq sistemasini ajratish mumkin emas, degan xulosa kelib chiqadi.

Shuni ham qayd qilaylikki, tezlikka bog'liq bo'lgan kattaliklar, masalan, impuls ($R = m \cdot v$) yoki kinetik energiya bir inersial sanoq sistemasidan ikkinchi inersial sanoq sistemasiga o'tganda o'zgaradi, chunki mazkur o'tishda tezlik o'zgarar edi ($V = V' + V_0$). Biroq impuls va energiyalarning turli inersial sanoq sistemalaridagi qiymatlari bir-biridan V_0 bilan aniqlanuvchi doimiy miqdorga farqlanadi. Shuning uchun bunday kattaliklarni xarakterlovchi qonunlar ifodasining ko'rinishi turli inersial sanoq sistemalarida bir xil bo'ladi.

Umuman, bir sanoq sistemasidan ikkinchisiga o'tilganda biror kattalikning absolyut qiymati o'zgarsa, lekin bu kattalik qatnashgan tenglamaning ko'rinishi o'zgarmasa, bu tenglama muzkur almashtirishga nisbatan kovariant deb aytiladi. Impulsning saqlanish qonuni va mexanik energiyaning saqlanish qonuni Galiley almashtirishlariga nisbatan kovariantdir.

Yorug'lik tezligi. Maxsus nisbiylik nazariyasi postulatları

Maksvell tomonidan elektrodinamika asosiy qonunlarini umumlashtiruvchi tenglamalar yaratildi. Maksvell tenglamalari nihoyat ko'p tajriba dalillari bilan isbotlanadi. Lekin Maksvell tenglamalari Galiley almashtirishlariga nisbatan invariant emasligi aniqlandi.

Asrimiz boshida fizik olimlarni hayratga solgan mazkur muammoni hal qilish uchun Puankare va undan mustaqil ravishda Eynshteyn quyidagi xulosaga keldilar: Galiley almashtirishlaridan farqlanadigan yangi almashtirishlardan foydalanish zarurki, bu almashtirishlarga nisbatan Maksvell tenglamalarining ifodalari o'z ko'rinishlarini o'zgartirmasliklari lozim. Bunday o'zgarishlarni Eynshteyn quyidagi ikki prinsip asosida keltirib chiqardi:

1. Nisbiylik prinsipi, fizik qonunlar (mexanik, elektromagnitizm, optika.... qonunlari) barcha inersial sanoq sistemalarida o'rinlidir. Boshqacha aytganda ayni bir fizik hodisani inersial sanoq sistemalarining birida kuzatish tufayli olingan natijalar boshqa inersial sanoq sistemalarida olingan natijalardan farqlanmaydi. Galileyning nisbiylik prinsipi ham xuddi shuni ta'kidlar edi, lekin unda faqat mexanik hodisalar (barcha fizik hodisalar emas) haqida mulohaza yuritilgan edi.

2. Yorug'lik tezligining doimiylik prinsipi. Yorug'likning vakuumdagi tezligining qiymati barcha inersial sanoq sistemalarida bir xil bo'ladi. U yorug'likning tarqalish yo'nalishiga hamda yorug'lik chiqaruvchi jism va kuzatuvchining harakatiga bog'liq emas. Bu prinsip klassik mexanikadagi tezliklarni qo'shish qoidasiga mutloq ziddir.

Lorens almashtirishlari va undan kelib chiqadigan natijalar: uzunlik va vaqt oraligining nisbiyligi

Haqiqatan, K sanoq sistemasiga nisbatan V_0 tezlik bilan to'g'ri chiziqli tekis harakat qilib uzoqlashayotgan K' sanoq sistemasidagi jism tomonidan tarqatilayotgan yorug'lik tezligini c deb belgilasak, Galiley almashtirishlariga asosan, K sanoq sistemasidagi kuzatuvchi uchun yorug'lik tezligi $c \pm V_0$ bo'lishi

lozim edi. Vaholanki, K sanoq sistemasida ham, K' sanoq sistemasida ham, yorug'lik tezligi bir xil bo'lishi kerak. Nyuton nuqtai nazari asosida fikr yuritsak, $c + V_0$ nima uchun s ga teng bo'lishi lozimligini tushuntira olmaymiz. Buni tushunish uchun fazo va vaqt haqidagi Nyuton tushunchalaridan voz kechish lozim. Fazo va vaqt haqidagi bu yangi tushunchalar Eynshteyn tomonidan yaratilgan nisbiylik nazariyasida aks etgan. Bu nazariya bir-biriga nisbatan to'g'ri chiziqli tekis harakatlanayotgan sanoq sistemalari (inersial sistemalar) uchun o'rinli. Keyinchalik, Eynshteyn nisbiylik nazariyasini rivojlantirib, uni bir-biriga nisbatan tezlanuvchan harakat qiladigan sistemalarga qo'llash yo'llarini ahtaradi va "tortishish nazariyasi" deb atalgan umumiy nazariyani yaratdi. Bu nazariyani nisbiylik nazariyasining umumiy xoli deb, faqat inersial sistemalarga taalluqli bo'lgan nazariyani esa nisbiylik nazariyasining xususiy holi deb hisoblanadi. Binobarin, "Nisbiylik nazariyasi" deganda shu xususiy holni tushunamiz Nisbiylik nazariyasining zaminida yotuvchi Lorens almashtirishlari quyidagi ko'rinishda yoziladi.

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{x' + V_0 t'}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\ y &= y' \\ z &= z' \\ t &= \frac{t' + \frac{V_0}{c^2} x'}{\sqrt{1 - \beta^2}} \end{aligned} \right\}, \quad (8.12)$$

bu yerda $\beta = \frac{V_0}{c}$.

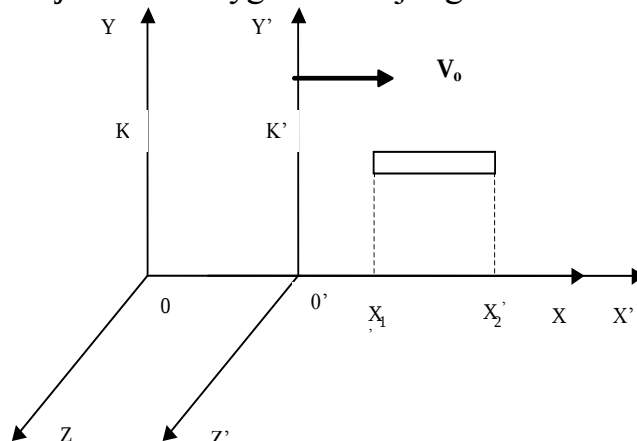
Bu munosabatlar yordamida K' sanoq sistemasidagi koordinatalar (x', u', z') va vaqt (t') dan K sanoq sistemasidagi koordinatalar (x, y, z) va vaqt (t) ga o'tiladi. K sistemadan K' sistemaga o'tish uchun (8.12) ni quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\left. \begin{aligned} x' &= \frac{x - V_0 t}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\ y' &= y \\ z' &= z \\ t' &= \frac{t - \frac{V_0}{c^2} x}{\sqrt{1 - \beta^2}} \end{aligned} \right\}. \quad (8.13)$$

Bu ifodalardagi V_0 - bir inersial sanoq sistemasi (K) ga nisbatan OX o'q "yo'nalish"da to'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotgan ikkinchi inersial sanoq sistemasining tezligi, s esa yorug'likning vakuumda tarqalish tezligi.

Yuqoridagi (8.12), (8.13) tenglamalar gollandiyalik olim N.Lorens (1853-1908) tomonidan (daniyalik olim Lorens (1829-1891) emas) 1904 yilda o'sha zamon tasavvurlariga unchalik to'g'ri kelmaydigan mulohazalar asosida keltirib chiqarilgan.

Klassik mexanikada Galiliy almashtirishlaridan, nisbiylik nazariyasida esa Lorens almashtirishlaridan ba'zi natijalar kelib chiqadiki, ular klassik tasavvurlarga o'rganib qolgan talabada ajablanish tuyg'usini vujudga keltiradi.



8.3-rasm

Uzunlik tushunchasi. K' sistemasida biror jism (masalan O1X1 o'qqa parallel ravishda joylashtirilgan sterjen) tinch turgan bo'lsin (10.1 - rasm). Ixtiyoriy t1 vaqtida sterjen uchlarining koordinatalari mos ravishda x_1^1 va x_2^1 bo'lsin. U holda sterjen uzunligi $\ell_0 = x_2^1 - x_1^1$ ifoda bilan aniqlanadi. K sistemadagi kuzatuvchi uchun shu sterjen uzunligi ($\ell = x_2 - x_1$) qanday bo'ladiq

a) Klassik mexanikada, Galiley almashtirishlari ga asosan, jism uzunligi barcha inersial sanoq sistemalarida aynan bir xil bo'ladi ((8.4) ifodaga qarang).

b) Sterjen K1 sistema bilan birgalikda OX o'q yo'nalishida harakatlanayotganligi uchun K sistemadagi kuzatuvchi sterjen uchlari koordinatalarini aynan bir vaqtda o'lchashi lozim.

Kuzatuvchi K sistemadagi soatning t paytida sterjen uchlarining koordinatalari mos ravishda x_1 va x_2 ekanligini aniqladi. Lorens almashtirishlariga asosan (8.13) x_1 va x_2 sterjenning K1 dagi koordinatalari x_1^1 va x_2^1 bilan quyidagicha bog'langan:

$$x_1^1 = \frac{x_1 - v_0 t}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad x_2^1 = \frac{x_2 - v_0 t}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad \left(\beta = \frac{v_0}{c} \right)$$

Bundan

$$x_2^1 - x_1^1 = \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

yoki

$$\ell_0 = \frac{\ell}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Demak,

$$\ell = \ell_0 \sqrt{1 - \beta^2} \quad (8.14)$$

Ya'ni K sistemada sterjen uzunligi K1 sistemadagiga nisbatan qisqaroq bo'ladi. Buni uzunlikning Lorens qisqarishi deb atash odat bo'lib qolgan. Lekin mazkur terminda uzunlikning qisqarishi emas, balki uzunlikning nisbiyligi qayd qilish to'g'riroq bo'lardi. Binobarin, jism uzunligining xech qanday qisqarishi ro'y

bermaydi. Jismning uzunligi aslida nimaga teng, degan savol ham maonoga ega emas, chunki har bir sanoq sistemasida jismning o'z uzunligi bo'ladi. Boshqacha qilib aytganda, nisbiylik nazariyasida jism uzunligining miqdoriy o'lchovi nisbiydir va u sanoq sistemasiga bog'liq bo'ladi.

Shunday qilib, nisbiylik nazariyasida sterjen uzunligi turli inersial sanoq sistemalarida turlicha. Sterjen qaysi sistemada tinch turgan bo'lsa, shu sistemada u eng katta uzunlikka ega bo'ladi.

Vaqt tushunchasi. K1 sanoq sistemasining qo'zg'almas x_1^1 nuqtasida biror voqea t_1^1 paytda boshlanib t_2^1 paytda tugallansin. Mazkur voqea $t_2^1 - t_1^1 = \Delta t_0$ vaqt davom etgan bo'ladi. K sistemadagi kuzatuvchi uchun shu voqeaning davom etish vaqti (Δt) qanday bo'ladiq.

a) Nyuton mexanikasi nuqtai nazariga asosan, vaqtning o'tishi sanoq sistemalarining nisbiy harakatiga bog'liq emas, ya'ni bir-biriga nisbatan to'g'ri chiziqli tekis harakatlanayotgan barcha sanoq sistemalarida vaqt aynan bir xil. Shuning uchun K sistemasida ham voqea $\Delta t = t_2 - t_1 = \Delta t_0$ vaqt davom etadi.

b) K sanoq sistemasidagi kuzatuvchi shu sistemadagi soat bo'yicha voqeaning boshlanishi t_1 paytda, tugallanishi esa t_2 paytda sodir bo'lganligini qayd qiladi. Lorens almashtirishlariga asosan t_1 va t_2 paytlar K1 sanoq sistemasidagi soat bo'yicha qayd qilinadigan t_1' va t_2' paytlar bilan quyidagicha bog'langan:

$$t_1 = \frac{t_1' + \frac{v_0}{c^2} x_1'}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad t_2 = \frac{t_2' + \frac{v_0}{c^2} x_1'}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Bundan:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{t_2' - t_1'}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{\Delta t_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (8.15)$$

Demak, nisbiylik nazariyasida aynan bir voqea turli inersial sanoq sistemalarida turlicha vaqt davom etadi. Bu effektни harakatlanuvchi sanoq sistemalarida vaqt o'tishining sekinlashishi deb ataladi. Mazkur effektning mohiyati turli sanoq sistemalardagi soatlarning yurish tezliklari turlicha ekanligidan iborat, deb tushunish mutlaqo noto'g'ri bo'ladi. Barcha sanoq sistemalardagi soatlar bir xilda yuradi. Lekin ular o'zaro solishtirilganda harakalanuvchi sanoq sistemi K1da K sistemadagiga nisbatan vaqt sekinroq o'tkanligi aniqlanadi. Bu xulosa nisbiylik nazariya prinsiplarining natijasidir.

Tezliklarni qo'shishning relyativistik qonuni. Hodisalar orasidagi interval

Lorens almashtirishlariga asoslangan mexanikani Nyuton mexanikasidan farq qilish maqsadida relyativistik mexanika deb yuritiladi. Relyativistik mexanika qoidalari klassik mexanika qoidalaridan farqlanadi. Xususan, K inersial sanoq sistemasiga nisbatan 90 tezlik bilan OX o'q yo'nalishida to'g'ri chiziqli tekis harakatlanayotgan K1 sanoq sistemasidagi moddiy nuqtaning OX o'qi yo'nalishidagi harakat tezligi $9'$ bo'lsin. Mazkur moddiy nuqtaning K sanoq sistemasidagi tezligi (v) ning qiymati, klassik mexanikadagi tezliklarni qo'shish qoidasiga asosan ((9.6) ifodaga q.) $9 = 9_0 + 9'$ shaklda aniqlanar edi. Relyativistik

mexanikadachiq Bu savolga javob berish uchun $\mathcal{G}$ va $\mathcal{G}'$ orasidagi munosabatni aniqlaylik. Moddiy nuqtaning K sanoq sistemasidagi tezligini

$$\mathcal{G} = \frac{dx}{dt} \quad (9.1)$$

K1 sanoq sistemasidagi tezligini esa

$$\mathcal{G} = \frac{dx'}{dt} \quad (9.1')$$

shaklda yoza olamiz. Lekin $\frac{dx}{dt}$ ni dx va dt differensiallarning nisbati deb qarash va bu differensiallarni Lorens almashtirishlarini xarakterlovchi (9.2) dan foydalanib topishimiz mumkin:

$$dx = \frac{dx' + \mathcal{G}_0 dt'}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad dt = \frac{dt' + \frac{\mathcal{G}_0}{c^2} dx'}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Buni hisobga olgan holda (9.5) ni quyidagicha yozamiz.

$$V = \frac{dx}{dt} = \frac{dx' + V_0 dt'}{dt' + \frac{V_0}{C^2} dx'} = \frac{\frac{dx'}{dt'} + V_0}{1 + \frac{V_0}{C^2} \frac{dx'}{dt'}} = \frac{V' + V_0}{1 + \frac{V_0 V'}{C^2}}. \quad (9.2)$$

Demak, klassik mexanikadagi $\mathcal{G} = \mathcal{G}_0 + \mathcal{G}'$ qoidani relyativistik mexanikada qo'llab bo'lmaydi. Binobarin, (9.2) ifodada yorug'likning vakuumdagi tezligi (c) dan katta tezliklarni inkor etuvchi nisbiylik nazariyasining prinsipi o'z aksini topgan. (9.2) ifoda relyativistik mexanikada tezliklarni qo'shish qonunini ifodalaydi.

Masalan, $\mathcal{G}_0 = 200000 \text{ km/s}$, $\mathcal{G}' = 150000 \text{ km/s}$ bo'lsa, klassik mexanikadagi tezliklarning qo'shish qoidasiga asosan $\mathcal{G} = \mathcal{G}_0 + \mathcal{G}' = 350000 \text{ km/s}$, ya'ni $\mathcal{G} > C$ ($C \approx 300000 \text{ km/s}$) bo'lishi lozim edi. Bu natija nisbiylik nazariyasiga ziddir. Relyativistik mexanikadagi tezliklarni qo'shish qoidasiga asosan,

$$V = \frac{V' + V_0}{1 + \frac{V_0 V'}{C^2}} \approx 262500 \text{ km/s}$$

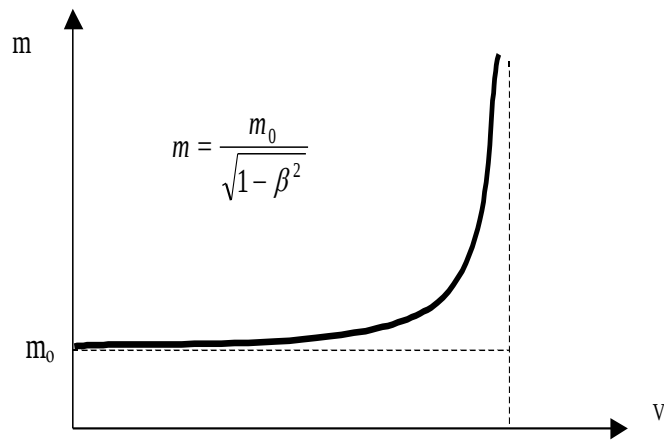
hatto $\mathcal{G}_0 = \mathcal{G}' = C$ bo'lgan holda ham

$$V = \frac{V' + V_0}{1 + \frac{V_0 V'}{C^2}} = \frac{C + C}{1 + \frac{C \cdot C}{C^2}} = C$$

bo'ladi xalos.

Nisbiylik nazariyasining zaminida yotuvchi ikki prinsipning birinchisiga asosan, fizika qonunlari barcha inersial sanoq sistemalarida bir xil ko'rinishga ega bo'lishi, ya'ni Lorens almashtirishlariga nisbatan kovariant bo'lishi lozim. Eynshteynning ko'rsatishicha, moddiy nuqta dinamikasining asosiy qonuni

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F} \quad (9.3)$$



9.1-rasm

Lorens almashtirishlariga nisbatan kovariant bo‘lishi uchun, moddiy nuqta impulsi

$$\vec{p} = \frac{m_0 \vec{V}}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (9.4)$$

ifoda bilan xarakterlanishi lozim. Bu ifodadagi

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (9.5)$$

kattalikni (ya’ni V tezlik bilan harakatlanayotgan jism massasini) relyativistik massa deb, m_0 ni esa tinch holatdagi jism massasi deb ataladi. Ba’zan, qisqaroq qilib, m_0 ni jismning tinchlikdagi massasi deb xam ataladi. Jism relyativistik massasining uning harakat tezligiga bog‘liqligi 9.1- rasmda tasvirlangan.

Harakat tezligi (V) yorug‘lik tezligi (S) ga yaqinlashganda relyativistik effekt keskinroq namoyon bo‘ladi, jismning massasi nihoyat tez ortib boradi, $V = C$ da esa massaning qiymati cheksiz katta bo‘ladi. Shuni ham qayd qilaylikki harakat tezligiga monand ravishda jism massasining relyativistik ortishi zamonaviy tezlatkichlarda juda katta tezliklargacha tezlatilgan zarralar misolida tekshirilgan va tasdiqlangan.

Energiya bilan massa orasidagi bog‘lanish. Bog‘lanish energiyasi.

Klassik mexanikaning qo‘llanilish chegarasi

Jismning energiyasi va impulsi shu jism relyativistik massasi $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$

bilan mos ravishda $W = mc^2$, $p = mv$ ifodalar yordamida bog‘langan. Energiya va impuls orasidagi bog‘lanishni ifodalovchi munosabatni xosil qilaylik. Buning uchun yuqoridagi munosabatlarning ikkinchisini s ga ko‘paytiraylik, so‘ng ikkala ifodani kvadratga ko‘taraylik:

$$w^2 = m^2 \cdot c^4;$$

$$r^2 \cdot c^2 = m^2 \cdot v^2 \cdot c^2$$

Birinchi ifodadan ikkinchisini ayrib,

$$w^2 - p^2 \cdot c^2 = m^2 \cdot c^4 \left[1 - \frac{v^2}{c^2} \right]$$

ni hosil qilamiz.

Bundagi m o'rniga uning m_0 orqali ifodalangan qiymatini qo'yib, quyidagi munosabatni xosil qilamiz:

$$w^2 - p^2 c^2 = \frac{m_0^2 \cdot c^4 \left(1 - \frac{g^2}{c^2}\right)}{1 - \frac{g^2}{c^2}} = m_0^2 \cdot c^4$$

$$\text{bundan } w = \sqrt{p^2 \cdot c^2 + m_0^2 \cdot c^4} \quad (9.6)$$

Bu munosabat relyativistik energiya va impuls orasidagi munosabatni ifodalaydi. (9.5) dan kelib chiqadigan xulosalardan biri shundan iboratki, tinch holatda massaga ega bo'lmaydigan zarralar ham (neytrino, foton) relyativistik energiyaga ega bo'laveradi. Agar, (9.6) da $m_0 = 0$ deb hisoblasak,

$$w = p \cdot c \quad (9.7)$$

ifoda xosil bo'ladi.

Avvalo, Lorens almashtirishlari haqida yana bir oz fikr yuritaylik. K' inersial sanoq sistemasining K sanoq sistemasiga nisbatan harakat tezligi (v_0) yorug'likning vakuumdagi tezligi (c) dan ancha kichik, ya'ni

$$\frac{v_0}{c} \ll 1$$

bo'lgan hollarda Lorens almashtirishlarini ifodalovchi tenglamalar [(9.12) va (9.13)] maxrajidagi $\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}} = \sqrt{1 - \beta^2}$ ifodada qatnashayotgan β^2 ning qiymati juda

kichik bo'ladi. Misol tariqasida tovush tezligi ($v_0 \approx 300$ m/s) da uchayotgan reaktiv samolyot harakati uchun mazkur ifodaning qiymatini hisoblaylik:

$$\beta^2 = \left(\frac{v_0}{c}\right)^2 \approx \left(\frac{3 \cdot 10^2}{3 \cdot 10^8}\right)^2 \approx 10^{-12}$$

Xatto, kosmik tezliklar bilan harakatlanayotgan kemalar uchun $\beta^2 \sim 10^{-9}$ dan katta bo'lmaydi. Natijada $\sqrt{1 - \beta^2}$ ning qiymati 1 dan deyarli farqlanmaydi.

Shuning uchun $v_0 \ll c$ bo'lgan xollarda Lorens almashtirishlari Galiley almashtirishlariga o'tadi. Boshqacha qilib aytganda, Galiley almashtirishlari Lorens almashtirishlarining xususiy xoli hisoblanadi. Binobarin, Galiley almashtirishlari o'rinli bo'lgan Nyuton mexanikasi ham yorug'likning vakuumdagi tezligidan ko'p marta kichik tezliklar bilan harakatlanuvchi jismlar va sanoq sistemalari uchun qo'llanilishi lozim, degan xulosaga kelamiz. Mazkur xulosada zamonaviy fizikaning asosiy prinsiplaridan biri - moslik prinsipi o'z aksini topgan. Moslik prinsipi 1923 yilda Nils Bor tomonidan aniqlangan. Bu prinsipga asosan, klassik nazariyani rivojlantirish va umumshtirish tufayli vujudga kelgan yangi nazariya chegaraviy hollarda eski nazariyaga o'tish lozim.

Nisbiylik nazariyasining asosiy ifodalaridan biri energiya va massaning o'zaro bog'lanish qonuni $W = mc^2$ ustida mulohaza yuritib moslik prinsipining bajarilishini ko'rsataylik. Masalan, Oy tomon ikkinchi kosmik tezlik (11,2 km/s) bilan haraktlanayotgan 1500 kg massali raketaning energiyasi

$$\Delta W = \frac{m g^2}{2} = \frac{1500 \cdot (11200)^2}{2} = 9,4 \cdot 10^{10} \text{ J}$$

ga ortadi.

$$\text{Raketa massasi esa } \Delta m = \frac{9,4 \cdot 10^{10} \text{ J}}{\left(3 \cdot 10^8 \frac{\text{M}}{\text{c}}\right)^2} \approx 1,05 \cdot 10^{-6} \text{ kg}$$

ga ortadi.

Demak, ikkinchi kosmik tezlik bilan harakatlanayotgan raketa massasi shu raketaning tinch holatidagi massasining

$$\frac{\Delta m}{m_0} = \frac{10^{-6} \text{ kg}}{1500 \text{ kg}} \approx 6,96 \cdot 10^{-10}$$

ulushi qadar ortar ekan, xolos.

Shuning uchun klassik mexanika tekshiradigan $v \ll c$ bo'lgan hodisalarda jism masasini o'zgarishsiz kattalik deb hisoblash mumkin.

Shunday qilib, nisbiylik nazariyasi Galiley, Nyuton va boshqa olimlar tomonidan asoslangan klassik mexanikaning qonun va tasavvurlarini bekor qilmaydi, aksincha, ularni rivojlantiradi va umumlashtiradi, hamda klassik mexanikaning qo'llanish chegaralarini belgilab beradi.

Mustahkamlash uchun savollar.

1. Qanday sanoq tizimlari inersial sanoq tizimlari deyiladi?
2. Nisbiylikning mexanik prinsipi qanday ta'riflanadi?
3. Galiley almashtirishlarini tushuntiring.
4. Eynshteynning nisbiylik prinsiplari nimalardan iborat?
5. Lorens almashtirishlarini tushuntiring.
6. Galiley va Lorens almashtirishlarining farqi nimadan iborat?
7. Galiley almashtirishlariga massa, tezlanish, kuchning invariantligini tushuntiring.
8. Yurug'lik tezligini doyimiylik prinsipini tariflang.
9. Galiley almashtirishlariga asosan tezlik qanday ifodalanadi?
10. Nima uchun impuls va energiyani saqlanish qonunlari Galiley almashtirishlariga nisbatan kovariant deyiladi?
11. Uzunlik, vaqt oraligi va massaning nisbiyligi qanday ifodalanadi?
12. Massa va energiya o'zaro qanday bog'langan.
13. Tinchlikdagi energiya nima?
14. Klassik mexanikaning qo'llanilish chegarasining mohiyatini tushuntiring.
15. Relyativistik dinamikaning asosiy qonuni qanday ifodalanadi?
16. Massani tezlikga bog'lanib o'zgarish tenglamasini yozing va tushuntiring.
17. Energiya va impuls o'zaro qanday bog'langan?
18. Qanday holatda jismning massasini relyativistik massa deyiladi?
19. Relyativistik mexanikani klassik mexanikadan farqi nimada?
20. Hodisalar orasidagi interval deganda nimani tushunasiz?

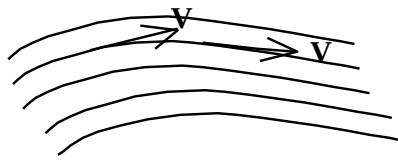
9– ma’ruza. YAXLIT MUHIT MEXANIKASI

Reja:

1. Suyuqlik va gazlarning umumiy xossalari. Suyuqlik harakatini kinematik tavsiflash.
2. Suyuqlikning muvozanatlik va harakat tenglamasi. Ideal va yopishqoq suyuqlik.
3. Siqilmaydigan suyuqlik gidrostatikasi. Ideal suyuqlikning stasionar harakati. Bernulli tenglamasi.
4. Yopishqoq suyuqlik gidrodinamikasi. Yopishqoqlik koeffisienti.
5. Suyuqlikning quvur ichidagi oqimi. Puazeyl formulasi. Uxshashlik qonuni. Stoks formulasi.
6. Gidrodinamik beqarorlik. Laminar va turbulent oqim. Reynolde soni. Puazeyl qonuni.
7. O'ta oquvchanlik hodisasi. O'ta oquvchanlik nazariyasi to'g'risida tushuncha.

Tayanch so'zlar va iboralar: Suyuqlik xossalari, gaz xossalari, oqish, oqim, oqim chiziqlari, barqaror oqish, oqim nayi, harakat tenglamasi, uzulmaslik tenglamasi, ideal suyuqlik tenglamasi, Bernulli qonuni. Ichki ishqalanish kuchi, yopishqoqlik koeffitsienti. Nyuton formulasi, tezlik gradienti, laminar oqim, turbulent oqim, ro'baro' qarshilik kuchi, ko'taruvchi kuch, kinematik yopishqoqlik, Stoks qonuni, Reynolds soni.

Suyuqlik va gazlarning umumiy xossalari.



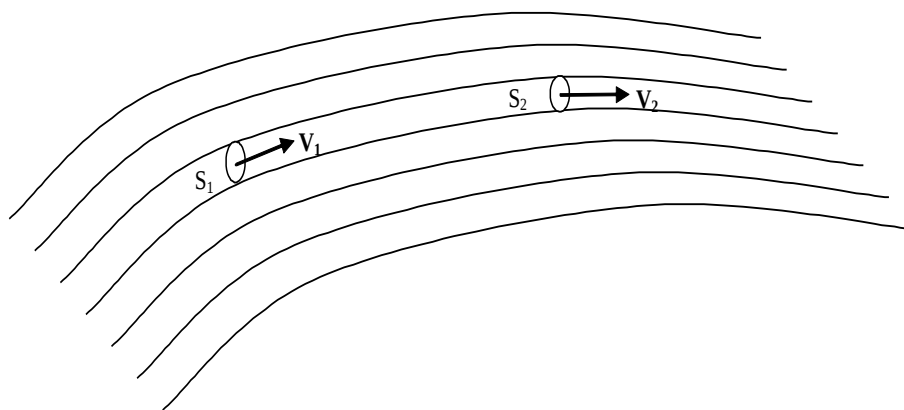
10.1-rasm

Suyuqlikning harakatlanishi haqida fikr yuritish uchun qattiq jismlarga xos bo'lmagan yangi tushuncha va kattaliklardan foydalanamiz. Xususan, suyuqlikning harakatlanishi oqish deyiladi va harakatlanayotgan suyuqlik zarralarning to'plamini oqim deb yuritiladi. Oqimdagi har bir zarra muayyan paytda aniq 9 tezlikka ega. Lekin suyuqlikning har bir individual zarrasi harakatini kuzatishdan ko'ra boshqacharoq yo'l tutgan ma'qul. Buning uchun oqim chiziqlari tushunchasidan foydalaniladi. Oqim chizig'i suyuqlik ichidagi shunday hayoliy chiziqki, uning har bir nuqtasiga o'tkazilgan urinma chiziq urinish nuqtasi orqali o'tayotgan suyuqlik zarrasi oniy tezligining yo'nalishiga mos bo'ladi (10.1-rasm). Oqim chiziqlari yordamida tezlik vektorining yo'nalishinigina emas, balki tezlik qiymatini ham tasvirlash mumkin. Buning uchun suyuqlik harakati yo'nalishiga perpendikulyar ravishda muayyan sohaga joylashtirilgan birlik yuzani kesib o'tuvchi oqim chiziqlarning soni shu sohadagi suyuqlik zarralari tezligining

qiymatiga proporsional qilib o'tkazilishi lozim. Demak, tezligi kattaroq bo'lgan sohalarda oqim chiziqlari zichroq bo'ladi.

Oqim chiziqlarining manzarasi vaqt o'tishi bilan o'zgarishi mumkin. Lekin oqim egallagan fazoning ixtiyoriy biror nuqtasidan o'tayotgan suyuqlik zarralarining tezliklari o'zgarmas bo'lsa, oqim chiziqlarining shakli va vaziyati vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Oqim chiziqlarining manzarasi o'zgarmaydigan holdagi suyuqlikning harakatini barqaror yoki statsionar oqish deb ataladi. Statsionar oqishdagi oqim chiziqlari suyuqlik zarrachalarning traektoriyasi sifatida ham hizmat qiladi.

Suyuqlik harakatini kinematik tavsiflash



10.2 - rasm

Suyuqlik oqimining statsonar harakatini tekshirish uchun uni hayolan oqim naylariga ajratiladi va har bir oqim nayidagi harakat o'rganiladi. Oqim nayi deganda suyuqlik oqimining shunday hayoliy qismi tushuniladiki, uning yon sirtlari oqim chiziqlaridan tashkil topgan bo'lishi kerak (rasm – 10.2). Bunday nay ichidagi suyuqlik zarrachalari undan tashqariga chiqqa olmaydi va nay tashqarisidagi zarralar uning ichiga kira olmaydi. Odatda, oqim nayining ko'ndalang kesimi etarlicha kichik qilib olinadiki, natijada mazkur kesimning barcha nuqtalaridan o'tayotgan suyuqlik zarralarining tezliklarini birday deb hisoblash mumkin. Oqim nayi ichidagi suyuqlik sharra deb ataladi. 10.2 - rasmda tasvirlangan oqim nayining S_1 va S_2 kesimlaridagi suyuqlik oqimining tezliklari mos ravishda V_1 va V_2 , suyuqlikning zichliklari esa ρ_1 va ρ_2 bo'lsin.

Oqim nayining S_1 va S_2 kesimlaridan 1 s davomida statsionar ravishda oqib o'tayotgan suyuqlik massalari $m_1 = \rho_1 V_1 S_1$ va $m_2 = \rho_2 V_2 S_2$ o'zaro teng bo'lishi kerak ($m_1 \neq m_2$ bo'lgan holda suyuqlikni oqishi statsionar bo'lmaydi).

$$\text{Shuning uchun} \quad \rho_1 V_1 S_1 = \rho_2 V_2 S_2 \quad (10.1)$$

munosabat o'rinli. Siqilmas suyuqliklar uchun $\rho_1 = \rho_2$ bo'ladi. Natijada (10.1) quyidagi ko'rinishga keladi:

$$V_1 S_1 = V_2 S_2 \quad (10.2)$$

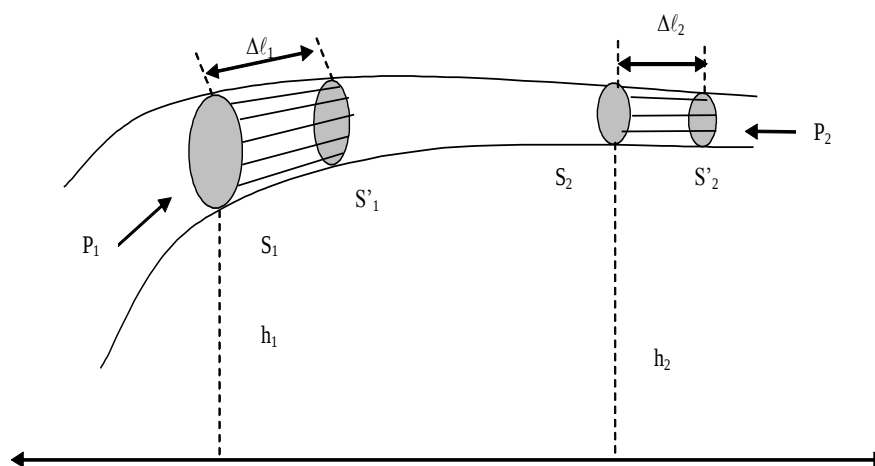
(10.1) ifoda siqiluvchan suyuqliklar uchun, (10.2) esa siqilmas suyuqliklar uchun uzilmaslik tenglamasidir. (10.2) ga asosan, oqim nayi ensizroq bo'lgan sohalarda suyuqlikning oqim tezligi ortib boradi.

Demak, siqilmas suyuqlik uchun oqim nayi ko'ndalang kesimining yuzini shu kesimdan o'tayotgan suyuqlikning oqim tezligiga ko'paytmasi mazkur oqim nayi uchun doimiy kattalikdir.

$$S \cdot v = \text{const} \quad (10.2')$$

Suyuqliklar siqiluvchanlik va ichki ishqalanish hossalriga ega. Suyuqlik harakatini o'rganish chog'ida bu hossalarning barchasini hisobga olmoqchi bo'lsak masala ancha murakkablashadi. Shu sababli suyuqlik oqimining umumiy manzarasini tekshirayotganda ideal suyuqlik modelidan foydalanish ancha qulaylik tug'diradi. Ideal suyuqlik deganda yopishqoqlikka ega bo'lmagan siqilmas suyuqlik tushuniladi. Ideal suyuqlik uchun hosil qilingan xulosalarni siqiluvchanligi va yopishqoqligi kuchsiz namoyon bo'ladigan real suyuqliklarga ham qo'llash mumkin.

Bernulli tenglamasi va uni qo'llanilishi.



10.3-rasm

Ideal suyuqlikning oqim tezligi va bosimi orasidagi bog'lanishni aniqlaylik. Buning uchun ideal suyuqlik barqaror oqim ichida ko'ndalang kesimi etarlicha kichik bo'lgan oqim nayini hayolan ajrataylik (10.3-rasm). Oqim nayining S_1 kesimidagi suyuqlik tezligi va bosimini mos ravishda V_1 va P_1 bilan, S_2 kesimidagilarni esa V_2 va P_2 harflari bilan belgilaylik.

S_1 va S_2 kesimlar markazlarining biror gorizontaal satxidan balandliklari mos ravishda h_1 va h_2 bo'lsin. S_1 va S_2 kesimlar bilan chegaralangan oqim nayi ichidagi suyuqlik massasining Δt vaqt davomidagi to'liq energiyasining o'zgarishini aniqlaylik. SHu vaqt davomida suyuqlikning tekshirilayotgan massasi oqim nayi bo'ylab o'ng tomonga siljib qoladi va Δt vaqtning oxirida S_1' va S_2' kesimlar bilan chegaralangan hajmni egallaydi. 10.3-rasmdan ko'rinishicha, tekshirilayotgan suyuqlik massasining S_1 va S_1' kesimlar orasidagi m massali suyuqlik

$$W_1 = \frac{m v_1^2}{2} + mgh_1$$

to'liq energiyaga ega bo'lgan vaziyatdan S_2 va S_2' kesimlar orasidagi hajmni egallagan

$$W_2 = \frac{m g_2^2}{2} + m g h_2$$

to'liq energiyali vaziyatga o'tib qolgandek bo'ladi. Natijada tekshirilayotgan suyuqlik massasining S_1 va S_2 kesimlar bilan chegaralangan vaziyatga ko'chishi tufayli uning to'liq energiyasi

$$\Delta W = W_2 - W_1 = \left(\frac{m g_2^2}{2} + m g h_2 \right) - \left(\frac{m g_1^2}{2} + m g h_1 \right) \quad (10.3)$$

miqdoriga o'zgaradi. Energiyaning bu o'zgarishini mexanik energiyaning saqlanish qonuniga asosan, tashqi kuchlarning bajargan ishiga teng bo'lishi lozim. Mazkur holda ish bajaradigan tashqi kuchlar - oqim nayining tekshirilayotgan qismiga suyuqlik tomonidan ta'sir etuvchi bosim kuchidir. Oqim nayining yon devorlariga ta'sir etuvchi bosim kuchlari suyuqlik zarralarining harakati yo'nalishiga tik bo'lganligi uchun ular xech qanday ish bajarmaydi. Shuning uchun S_1 va S_2 kesimlar orqali ta'sir etuvchi $F_1 = P_1 S_1$ va $F_2 = P_2 S_2$ kuchlarga ish bajaradi. Δt vaqt davomida S_1 - kesimdagi suyuqlik zarralari $\Delta \ell_1 = g_1 \cdot \Delta t$ masofaga siljiganligi tufayli F_1 kuch bajargan ishning qiymati

$$\Delta A_1 = F_1 \Delta \ell_1 = P_1 S_1 g_1 \Delta t$$

ifoda bilan aniqlanadi va bu ish musbat. R_2 - bosim kuchi suyuqlik zarralarining ko'chish yo'nalishlariga teskari bo'lganligi tufayli u bajargan ish manfiy, ya'ni

$$\Delta A_2 = -F_2 \Delta \ell_2 = -P_2 S_2 g_2 \Delta t$$

bo'ladi.

Natijada tashqi kuchlarning to'liq ishi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\Delta A = \Delta A_1 + \Delta A_2 = P_1 S_1 g_1 \Delta t - P_2 S_2 g_2 \Delta t \quad (10.4)$$

10.3-rasmdan ko'rinadiki, $S_1 g_1 \Delta t$ - oqim nayiga Δt vaqt davomida S_1 kesim orqali kirayotgan suyuqlik hajmi, $S_2 g_2 \Delta t$ esa S_2 kesimdan chiqayotgan suyuqlikning hajmi. Ikkinchi tomondan, uzilmaslik tenglamasiga asosan, $S_1 g_1 = S_2 g_2$. Shuning uchun

$$S_1 g_1 \Delta t = S_2 g_2 \Delta t = \Delta V$$

Natijada (10.4) ni quyidagicha yoza olamiz

$$\Delta A = P_1 \Delta V - P_2 \Delta V \quad (10.5)$$

Yuqorida qayd qilganimizdek, ideal suyuqlikning statsionar oqimida $\Delta W = \Delta A$ shart bajarilishi lozim. Shunga asosan (10.3) va (10.5) ifodalarni birlashtirib quyidagi tenglamani hosil qilamiz.

$$\frac{m g_1^2}{2} + m g h_1 + P_1 \Delta V = \frac{m g_2^2}{2} + m g h_2 + P_2 \Delta V$$

Bu tenglikni ikkala tomonini ΔV ga bo'lib yuborsak va $m/\Delta V = \rho$ suyuqlik zichligi ekanligini hisobga olsak, yuqoridagi tenglama yangi ko'rinishdagi quyidagi

$$\frac{\rho g_1^2}{2} + \rho g h_1 + P_1 = \frac{\rho g_2^2}{2} + \rho g h_2 + P_2 \quad (10.6)$$

munosabat vujudga keladi. Hisoblashlarda S_1 va S_2 kesimlarni ixtiyoriy ravishda tanlagan edik. Shuning uchun (10.6) munosabat oqim nayining ixtiyoriy kesimlariga ham talluqlidir.

Demak, statsionar oqayotgan ideal suyuqlikning ixtiyoriy oqim chizig'i bo'ylab

$$\frac{\rho g^2}{2} + \rho g h + p = \text{const} \quad (10.7)$$

shart bajariladi. Bu ifodani Bernulli tenglamasi deb ataladi.

Bernulli tenglamasida qo'shiluvchi hadlarning fizik ma'nosi bilan tanishaylik:

1. p -harakatlanuvchi suyuqlik ichidagi bosim, statik bosim deb ataladi. (10.7) ga asosan statik bosim

$$p = \text{const} - \frac{\rho g^2}{2} - \rho g h \quad (10.8)$$

munosabat bilan aniqlanadi. Agar mazkur ifodada $g = 0$, $h = 0$ deb olsak, $p = p_0 = \text{const}$ bo'ladi. Bundan Bernulli tenglamasidagi o'zgarmasning ma'nosi kelib chiqadi: u tinch turgan suyuqlikning sanoq boshi tarzida qabul qilingan sathdagi (nolinchi sath) bosimdir. U holda (10.8) ga asosan, oqim tezligi ortsa yoki oqim nayini nolinchi sathga nisbatan balandroq ko'tarilsa, statik bosimning qiymati kamayadi, degan xulosaga kelamiz.

2. $\frac{\rho g^2}{2}$ - dinamik bosim. U suyuqlik ichidagi bosim suyuqlikning harakatlanishi tufayli qandaydir miqdorga kamayishini harakterlaydi.

3. $\rho g h$ - gidravlik bosim. U oqim nayi h balandlikka ko'tarilgan taqdirda statik bosimning qanchagacha kamayishini ifodalaydi.

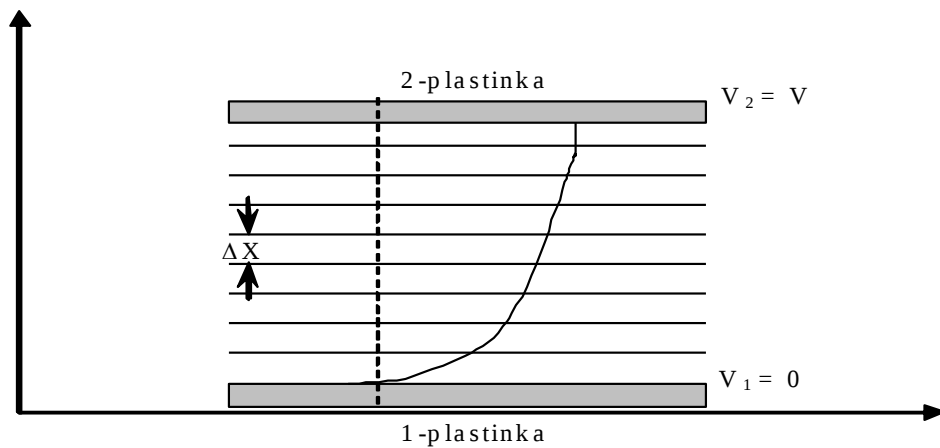
Bularni hisobga olib Bernulli tenglamasining mohiyatini quyidagicha ta'riflash mumkin: ideal suyuqlikning statsionar oqimdagi to'liq bosim - dinamik, gidravlik va statik bosimlarning yig'indisidan iborat bo'lib, uning qiymati oqim nayining barcha kesimlari uchun birday bo'ladi.

Bosimni xalqaro birliklar tizimi "SI" dagi o'lchov birligi sifatida 1 m² yuzaga tik ravishda ta'sir etayotgan 1 N kuchning bosimi qabul qilinib, unga Paskal (Pa) deb nom berilgan

$$[P] = \left[\frac{F}{S} \right] = \left[\frac{H}{m^2} \right] = \Pi a$$

Yopishqoqlik koeffitsienti. Suyuqlikni quvrtdagi oqimi. Puazeyl formulasi, o'xshashlik qonuni.

Suyuqlik (gaz) qatlamlarining bir-biriga nisbatan harakatlanishi jarayonida ichki ishqalanish kuchlari vujudga keladi. Bunga quyidagi tajribada ishonch hosil qilish mumkin. Ikki o'zaro paralel gorizontal plastinkalarning biri ikkinchisining tepasida joylashgan bo'lib, ular oralig'ida biror suyuqlik, masalan, suv qatlami mavjud (10.4-rasm). Pastdagi plastinka harakatlanmaydi, ya'ni $g_1 = 0$. Yuqoridagi plastinkani $g_2 = g$ tezlik bilan harakatlantiraylik. Bu plastinkaga bevosita tegib turgan suyuqlik qatlami molekulyar tutinish kuchi tufayli plastinkaga yopishgan bo'ladi va u bilan birga g tezlik bilan harakatlanadi. Pastdagi plastinkaga bevosita tegib turgan suyuqlik qatlami esa shu ko'zg'almas plastinkaga yopishganligi tufayli harakatlanmaydi. Oraliq qatlamlarning tezliklari esa 10.4-rasmda tasvirlangan.



10.4-rasm

Suyuqlik har bir qatlamning o'ziga qo'shni quyi qatlamga nisbatan tezligi harakatlanayotgan plastinka yo'nalishida, qo'shni yuqori qatlamga nisbatan tezligi esa plastinka harakatiga teskari yo'nalgan bo'ladi. Bundan quyidagi hulosaga kelamiz: suyuqlikning ikki qo'shni qatlamlariga oid molekulalar orasidagi o'zaro tutinish tufayli quyi qatlam yuqori qatlam tezligini kamaytiradi va aksincha, yuqori qatlam quyi qatlam tezligini oshiradi. Suyuqlikning bir-biriga nisbatan harakatlanayotgan qatlamlari orasida vujudga kelayotgan bu kuchni ichki ishqalanish kuchi deb yuritiladi, ichki ishqalanish kuchi bilan bog'liq bo'lgan suyuqlik hossasi esa yopishqoqlik deb ataladi.

Tajribalarning ko'rsatishicha, suyuqlikning ikki qatlami orasidagi ichki ishqalanish kuchi (F) ning qiymati qatlamlarning bir-biriga tegish sohasining yuzi (S) ga va tezlik gradienti deb ataladigan $\frac{\Delta v}{\Delta x}$ kattalikka to'g'ri proporsional :

$$F = \eta S \frac{\Delta v}{\Delta x} \quad (10.9)$$

Bu ifoda Nyuton formulasi deb ataladi. Undagi tezlik gradienti suyuqlik qatlamlari tezliklarining bir qatlamdan ikkinchi qatlamga o'tganda (Ox yo'nalishida) o'zgarish jadalligini harakterlaydi. (10.9) dagi η - suyuqlikning tabiatiga bog'liq bo'lib, u suyuqlikning (dinamik) yopishqoqlik koeffitsienti deb yuritiladi.

Yopishqoqlik koeffitsientining o'lchov birligini

$$\eta = \frac{F}{S \frac{\Delta v}{\Delta x}} \quad (10.10)$$

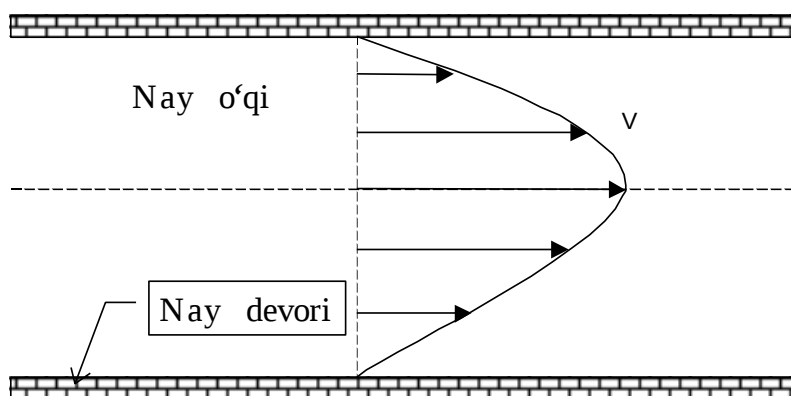
munosabatdan foydalanib aniqlaymiz: yopishqoqlikning xalqaro birliklar tizimi «SI» dagi birligi sifatida shunday suyuqlikning yopishqoqligi qabul qilinishi kerakki, tezlik gradienti $\frac{\Delta v}{\Delta x} = 1c^{-1}$ bo'lgan holda mazkur suyuqlikning ikki bir-biriga tegib turgan qatlami orasidagi $S = 1m^2$ sirtida $1N$ ga teng ichki ishqalanish kuchi vujudga keladi. Bu birlik paskal - sekund ($Pa \cdot s$) deb ataladi. Haqiqatan,

(10.10) da $F, S, \frac{\Delta \vartheta}{\Delta x}$ larning o'rniga ularning xalqaro birliklar tizimi «SI» dagi birliklarini qo'yib $[\eta] = \frac{H}{M^2 C^{-1}} = \frac{H}{M^2} \cdot c = Pa \cdot s$ ni hosil qilamiz.

Adabiyotlarda yopishqoqlikning puaz (P) deb ataladigan lekin foydalanilmaydigan o'lchov birligi ham uchraydi: $1Puaz = 0,1Pa \cdot s$.

Suyuqliklarning yopishqoqligi temperaturaga teskari proporsional ravishda o'zgaradi. Buning sababi - temperatura ortishi bilan suyuqlik molekulalari orasidagi o'zaro ta'sirning susayishidir.

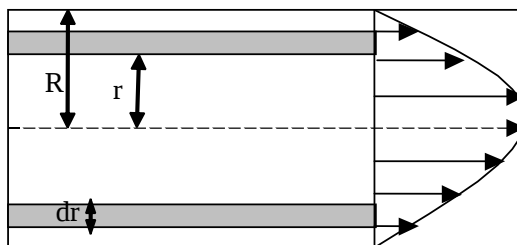
Stoks formulasi. Gidrodinamik betayinlik. Turbulentlik.



10.5-rasm

Suyuqlik oqishining turlari haqida fikr yuritaylik. Buning uchun yana bir marta suyuqlikning qatlamsimon oqishi qanday vujudga kelishi bilan tanishaylik.

Molekulyar tutinish tufayli suyuqlikning qattiq jismga bevosita tegib turgan yuqqagina qatlami shu qattiq jismga “yopishgan” bo'ladi. Qattiq jism harakatlangan xolda, 10.2- rasmda tasvirlangan tajribadagi yuqori plastinka harakatlanganda unga “yopishgan” suyuqlik qatlami ham harakatlanadi. Ichki ishqalanish kuchlari tufayli bu qatlam qo'shni qatlamni ilashtiradi, u esa o'ziga qo'shni bo'lgan yana bir qatlamni ilashtiradi va hokazo. Qattiq jism sirtidan unga perpendikulyar yo'nalishda uzoqlashgan sari suyuqlik qatlamlarining tezliklari kamayib boradi.



10.6-rasm

Suyuqlikning qatlamsimon oqishini kuzatish maqsadida shaffof shishadan yasalgan qo'zg'almas nayni gorizontaal ravishda joylashtirib, uning ichidan biror

suyuqlikni (suv) tashqaridan bosim berish usuli bilan oqizaylik. Tashqaridan berilayotgan bosimga monand ravishda suvning oqish tezligini o'zgartirish mumkin. Suv oqishning manzarasini kuzatish uchun suv oqimi ichiga biror rangli suyuqlik sharrasini kirgizamiz. Kuzatishlardan aniqlanishicha, suv oqimining unchalik katta bo'lmagan tezliklarda rangli sharraning shakli nayning barcha qismlarida saqlanadi. Demak, suyuqlik zarralarining bir qatlamdan boshqa qatlarga o'tishlari sezilarli darajada kuzatilmaydi. Boshqacha qilib aytganda, suyuqlik qatlamlari bir-biri bilan aralashmasdan bir-biriga nisbatan siljiydi, ya'ni qatlamsimon oqish sodir bo'ladi. Suyuqlikning bunday harakatlanishi laminar oqish deb ataladi. Tajribalarning ko'rsatishicha, laminar oqish sodir bo'layotgan suyuqlik qatlamlarining tezliklari nay o'qidan uzoqlashgan sari parabolik qonun asosida o'zgarib boradi.

Ingichka kapilyar quvrlardagi suyuqlikning laminar oqishini fransuz fizik va fiziolog olimi J. Puazeyl (1799- 1869) tekshirgan R - radiusli va ℓ uzunlikdagi kapilyar kuvrni olamiz. Suyuqlik ichida qalinligi dr va r radius bilan chegaralangan qatlamni fikran ajratib olamiz 10.3-rasm. Bu qatlarga ichki tomondan ichki ishqalanish kuchi ta'sir etadi.

$$F = -\eta \frac{d\vartheta}{dr} S = -\eta 2\pi r \ell \frac{d\vartheta}{dr}$$

Berilgan suyuqlikning oqimi uchun ichki ishqalanish kuchi tsilindirning chekkalaridagi bosimlar farqiga proporsional bo'ladi:

$$-\eta 2\pi r \ell \frac{d\vartheta}{dr} = \Delta p \pi r^2$$

bundan

$$d\vartheta = \frac{-\Delta p}{2\eta \ell} r dr$$

Silindr o'qidan R masofada suyuqlikning tezligi $\vartheta = 0$ deb hisoblab, oxirgi tenglamani integrallash orqali quyidagini hosil qilamiz.

$$\vartheta = \frac{\Delta P}{4\eta \ell} (R^2 - r^2) \quad (10.11)$$

Bundan ko'rinadiki trubada suyuqlik zarrachalarning tezligi parabolik qonun asosida o'zgarib boradi, parabolaning cho'qqisi (eng katta qiymati) quvrning o'qiga to'g'ri keladi.

t vaqt ichida trubadan oqib chiqayotgan suyuqlikning hajmi:

$$V = \int_0^R \vartheta t 2\pi r dz = \frac{2\pi \Delta P t}{4\eta \ell} \int_0^R r(R^2 - r^2) dr = \frac{\pi \Delta P t}{2\eta \ell} \left[\frac{r^2 R^2}{2} - \frac{r^4}{4} \right]_0^R = \frac{\pi R^4 \Delta P t}{8\eta \ell} \quad (10.12)$$

Bundan suyuqlikning ichki ishqalanish koeffitsienti

$$\eta = \frac{\pi R^4 \Delta P t}{8\vartheta \ell} \quad (10.13)$$

ifoda bilan xarakterlanadi.

Suvning naydagi oqish tezligini oshirib borsak, tezlikning biror qiymatidan (kritik qiymat) boshlab rangli suyuqlik sharrasi nay kesimi bo'ylab yoyila boshlaydi. Oqimning qatlamsimonligi buzilib, suyuqlikning aralashishi sodir

bo'ladi. Suyuqlikning bunday harakatlanishini turbulent oqish deb ataladi. Turbulent oqishi jarayonida suyuqlik zarralarining tezliklari xaotik ravishda o'zgarib turadi. Shuning uchun nay kesimining u yoki bu nuqtasidagi suyuqlik zarrasining o'rtacha tezligi haqida mulohaza yuritish mumkin. Suyuqlikning aralashishi tufayli nay kesimining deyarli barcha qismida zarralar bir xil o'rtacha tezliklar bilan harakatlanadi. Faqat nay devorlariga bevosita yaqin qatlamdagina o'rtacha tezlik boshqa qatlamdagiga nisbatan kichik bo'ladi. Bundan laminar oqishda suyuqlikning yopishqoqligi nay kesimining barcha qismida, turbulent oqishda esa faqat nay kesimining devorlariga juda yaqin qismida nomoyon bo'ladi degan xulosa kelib chiqadi.

Demak, nay orqali oqayotgan suyuqlik tezligining biror kritik qiymatidan boshlab oqish turbulentlik harakteriga ega bo'la boshlaydi. Tekshirishlar natijasida suyuqlik oqishining xarakteri Reynolds soni (Re) deb ataladigan

$$Re = \frac{\rho \vartheta \ell}{\eta} \quad (10.14)$$

o'lchamsiz kattalikka bog'liqligi aniqlangan. (10.14) dagi: ρ - suyuqlik zichligi, ϑ - nay kesimi bo'yicha suyuqlik oqishining o'rtacha tezligi, η - suyuqlikning yopishqoqligi, ℓ - nay kesimining o'lchami.

(10.14) dagi η va ρ larning nisbatini kinematik yopishqoqlik deb ataldigan $\nu = \eta / \rho$ kattalik bilan almashtirsak, quyidagi ko'rinishga keladi:

$$Re = \vartheta \cdot \ell / \nu \quad (10.15)$$

Kinematik yopishqoqlik (m^2/s) birligi bilan o'lchanadi. $1 m^2/s$ - zichligi $1 kg/m^3$ va dinamik yopishqoqligi $1 Pa \cdot s$ bo'lgan suyuqlikning kinematik yopishqoqligidir. Tajribalarning ko'rsatishicha, oddiy sharoitlarda silindrsimon naylar orqali suyuqlikning oqimi laminar xarakterga ega bo'lishi uchun $Re < 2300$, turbulent oqim namoyon bo'lishi uchun esa $Re > 2300$ bo'lishi lozim.

Qattiq jism va suyuqlikning o'zaro ta'sirlashishida vujudga keluvchi kuchlar qo'zg'almas suyuqlik ichida qattiq jism harakatlanganda ham yoki suyuqlik harakatlanib qattiq jism esa qo'zg'almas bo'lganda ham, bir hil bo'ladi.

Qattiq jism suyuqlikda harakatlanish jarayonida qarshilikka uchraydi. Suyuqlik tomonidan jismga ta'sir etuvchi kuch, umumiy holda, harakat yo'nalishi bilan biror burchak hosil qiladi. Tajribalarning ko'rsatishicha, bu kuch ikki kuchning yig'indisidan iborat (10.4-rasm):

1) Harakatga qarshilik ko'rsatuvchi kuch suyuqlik oqishi bo'ylab yo'nalgan, uni ro'baro' (peshona) qarshilik kuchi (F_r) deb ataladi.

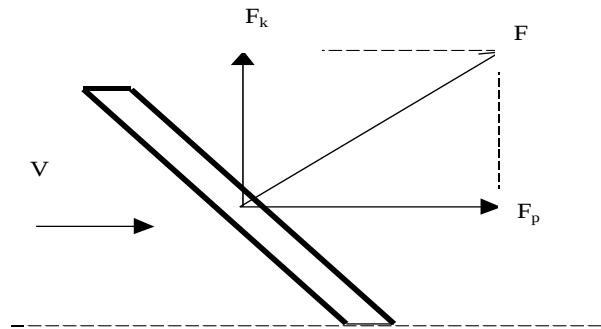
2) Suyuqlikning oqimga perpendikulyar ravishda ta'sir etadigan kuch, uni ko'taruvchi kuch (F) deb ataladi.

Bu kuchlarning vujudga kelishi va tabiati bilan tanishaylik. Tekshirishlardan aniqlanishicha, mazkur kuchlar qattiq jismga tegib turgan suyuqlik qatlami (chegaraviy qatlam) da yuzaga keladi. Chegaraviy qatlam deganda suyuqlikning shunday qatlami tushuniladiki, undagi suyuqlik zarralarining tezligi noldan suyuqlik oqish tezligiga teng bo'lgan qiymatigacha o'zgaradi. Binobarin, chegaraviy qatlamda suyuqlikning yopishqoqligi tufayli tezlik gradienti mavjud. Chegaraviy qatlam qalinligi taqriban

$$\delta = \frac{\ell}{\sqrt{Re}} \quad (10.16)$$

ifoda yordamida aniqlanishi mumkin.

(10.16) dagi: ℓ - jismning harakterli o'lchami, Re - Reynolds soni.



10.7-rasm

Suyuqlik va jismning, bir-biriga nisbatan tezligi unchalik katta bo'lmagan xollarda harakatga ko'rsatiladigan qarshilik kuchi suyuqlikning yopishqoqligi bilan bog'liq. Agar suyuqlik yopishqoqligi, jismning shakli va o'lchamlari hamda jismning suyuqlik oqishi yo'nalishiga nisbatan joylashishini hisobga oluvchi S_x koeffitsientidan foydalansak

$$F_{ishq} = S_x \cdot \vartheta \quad (10.17)$$

munosabat o'rinli bo'ladi.

Reynolds sonining qiymati birga yaqin bo'lganda chegaraviy qatlam qalinligi jism o'lchami bilan taqqoslanadigan darajada, $Re < 1$ da esa chegaraviy qatlam oqimning deyarli barcha sohasini egallaydi. Bunday hol uchun r radiusli sharsimon jismning harakatiga suyuqlik tomonidan ko'rsatiladigan qarshilik kuchi ishqalanish kuchidan iborat bo'ladi va u

$$F_{ishq} = 6\pi\eta\vartheta r \quad (10.18)$$

ifoda bilan aniqlanadi. (10.11) ni Stoks ((1819 - 1903) ingliz fizik olimi) formulasi deb ataladi.

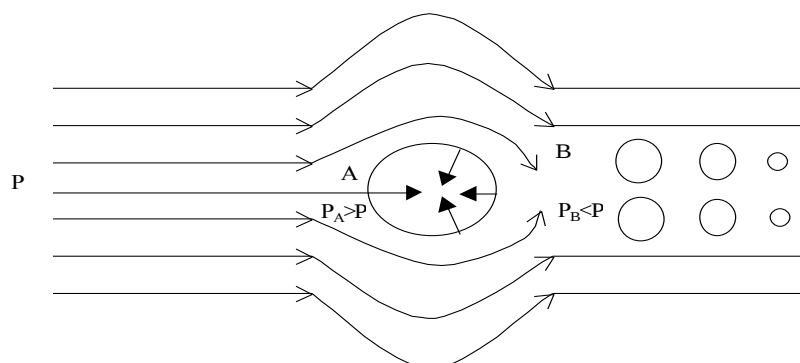
Oqish tezligining ancha katta qiymatlarida, masalan, $Re \geq 104$ bo'lganda, chegaraviy qatlamning qalinligi (δ) jism o'lchamining 0,01 ulushidan ham kichik bo'ladi. Mazkur holda jismni o'rab turgan yupqa chegaraviy qatlam suyuqlikning umumiy oqimidan keskin ajralib turadi. Tajribalarning ko'rsatishicha, suyuqlik va jismning bir-biriga nisbatan harakat tezligini orttirib borsak, biror paytda manzara o'zgaradi (10.5-rasm). Jismning orqa tomonida uyurmalar vujudga kelib, ular vaqt-vaqti bilan uziladi. Oqim bu uyurmalar olib ketishi tufayli uyurmalaridan iborat yo'l hosil bo'ladi. Jismdan ancha uzoqlikda uyurmalar yo'qolib, yana oqish qatlamsimon shaklini tiklaydi.

G'alayonlanmagan suyuqlikni bosimini R deb belgilasak, jismning orqa tomonida vujudga kelayotgan uyurmalar sohasidagi bosim $R_V < R$.

Jismning old qismidagi bosim esa, Bernulli tenglamasiga asosan, $R_A > R$. Shuning uchun suyuqlik tomonidan jismga ko'rsatiladigan natijaviy bosim kuchi (F_V) oqish yo'nalishida ta'sir etadi. Uning qiymati oqish tezligi (ϑ) ga, suyuqlik

zichligi (ρ) ga va jism orqasida hosil bo‘ladigan uyurmalar sohasining kattaligiga bog‘liq bo‘lib,

$$F_B = C_x S \frac{\rho g^2}{2} \quad (10.19)$$



10.8-rasm

ifoda bilan aniqlanishi mumkin. Bunda S - jismning oqishga tik yo‘nalishga proeksiyasining yuzi. SHuni alohida qayd qilmoq lozimki, jism shaklining bosim qarshiligiga xissasi juda sezilarli bo‘ladi.

Samolyot qanotining ko‘tariluvchanlik xislati ham ko‘taruvchi kuchdan foydalanishga asoslangan. Ko‘taruvchi kuch (10.19) ga o‘xshash quyidagi ifoda bilan aniqlanishi mumkin:

$$F_k = C_u \cdot \frac{\rho g^2}{2} \cdot S \quad (10.20)$$

Samolyot qanoti uchun ko‘tarish kuchi juda katta bo‘lishi, bosim kuchi esa (peshona qarshilik kuchi) juda kichik bo‘lishi lozim. Qanotning sifati $K = S_u/S_x$ ifoda bilan aniqlanadi.

Ko‘taruvchi kuch koeffitsientiga jismlar geometrik shaklining ta’sirlarini “rus aviatsiyasining otasi” N.E.Jukovskiy chuqur tekshirgan.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Qanday suyuqlikka ideal suyuqlik deyiladi?
2. Siqilmas suyuqlik uchun uzulmaslik tenglamasini yozing va izohlang.
3. Bernulli tenglamasini yozing va tenglamani tashkil etuvchi qismlarini tushuntirib bering
4. Yopishqoqlik kuchi qanday sodir bo‘ladi?
5. Yopishqoqlik koeffitsientiga ta’rif bering.
6. Nyuton formulasini tushuntirib bering.
7. Kinematik yopishqoqlik nimani ifodalaydi?
8. Reaktsiya kuchlari qanday hosil bo‘ladi?
9. Samolyot nima sababdan havoga ko‘tariladi?
10. Reynolds sonining fizik ma’nosini tushuntiring.

Foydalanilgan adabiyotlar:

1. Douglas S. Giancoli, Physics: Principles with Applications, Prentice Hall: 6th edition January 17, 2004 USA
2. Raymond A. Serway . John W. Jewett . Physics for Scientists and Engineers with Modern Physics, Cengage Learning; 9 edition (January 17,2013), Brooks/cole 20 Channel Center Street Boston, MA 02210 USA.
3. Sultanov N. Fizika kursi. Darslik, T: Fan va Texnologiya, 2007
4. Abdo'raxmonov K.P., Egamov O'. Fizika kursi. Darslik -Toshkent, 2010
5. Trofimova T.N. Kurs fiziki. Uchebnik. -M.: «Akademiya», 2007
6. Detlaf A.A., Yavorskiy B.M., Kurs fiziki.Uchebnik -M.: “Akademiya”. 2007
7. Ismoilov M., Xabibullayev P.K., Xaliulin M. Fizika kursi. Darslik, T: O'zbekiston, 2000
8. Gaibov A.G., Ximmatkulov O. Fizika. O'quv qo'llanma-T. Nashr, 2018
9. Axmadjonov O. Fizika kursi. Darslik, 1- k.-T., “O'qituvchi”, 1999

MUNDARIJA

KIRISH	3
1-ma'ruza. KLASSIK MEXANIKA ASOSLARI	4
2-ma'ruza. KINEMATIKA ELEMENTLARI	15
3-ma'ruza. MODDIY NUQTANING ILGARILANMA HARAKAT DINAMIKASI	23
4 - Ma'ruza. ABSOLYUT QATTIQ JISMNING AYLANMA HARAKAT DINAMIKASI	30
5 - ma'ruza. QATTIQ JISMLAR DEFORMASIYASI	42
6-ma'ruza. MEXANIK ISH VA ENERGIYA. QUVVAT.	46
7-ma'ruza. SAQLANISH QONUNLARI	55
8-ma'ruza. MEXANIKADA NISBIYLIK PRINSIPI	73
9- ma'ruza. YAXLIT MUHIT MEXANIKASI	85
Foydalanilgan adabiyotlar	96