

**O‘zbekiston Respublikasi
Oliy va o‘rta maxsus ta’lim Vazirligi**

**Namangan davlat universiteti
Fizika kafedrasi**

MEXANIKA

FANIDAN

MA’RUZALAR MATNI

NAMANGAN 2014 y.

Mexanika fanidan tuzilgan ushbu ma'ruzalar matnidan iborat o'quv qo'rsatmasida moddiy nuqta kinematikasi, dinamikasi, qattiq jismlar va suyuqliklar mexanikasi, noinersial sanoq tizimlarida harakat, ish va energiya, mexanikada saqlanish qonunlari, maxsus nisbiylik nazariyasi prinsiplari, Lorens almashtirishlari va undan kelib chiqadigan xulosalar asosida klassik mexanikaning qo'llanilish chegarasi yoritilgan.

Ushbu ma'ruzalar matni O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligining o'quv uslubiy boshqarmasi tomonidan tasdiqlangan "Professional oily ta'lim Davlat Standarti" ga binoan oily ta'lim yo'nalishlari bo'yicha bakalavrlar tayyorlash uchun ishlab chiqilgan fizikadan o'quv dasturining 1-semestriga moslab tuzilgan.

Tuzuvchi:

katta o'qituvchi. A. Nabiyeu

Taqrizchilar:

dots. X. Qo'chqarov

dots. I. Uluxanov

SO‘Z BOSHI

XXI asrda ilmiy-texnikaviy inqilobning yanada shiddatli ravishda o‘sishi oliy o‘quv yurtlarida fizika kursining mazmunini tubdan qayta ko‘rib chiqishni taqozo etmoqda.

Shu munosabat bilan Namangan davlat universiteti Fizika kafedrasining professor–o‘qituvchilari uzoq yillar talabalarga o‘qigan ma‘ruzalari asosida ushbu Mexanika fanidan ma‘ruzalar matni yaratishdi. U oliy o‘quv yurtlarining fizika fani o‘qitiladigan bakalavriat yo‘nalishlarining talabalariga mo‘ljallangan bo‘lib, O‘zbekiston Respublikasi Oliy va O‘rta maxsus tahlim Vazirligining o‘quv–uslubiy boshqarmasi tomonidan tasdiqlangan fizikadan yangi namunaviy o‘quv dasturiga mos keladi.

Qo‘llanmani tayyorlashda mualliflar o‘zlarining ko‘p yillik tajribalariga tayanib, fizik tushunchalar va kattaliklar, hodisalar va qonunlarning fizik mohiyatlarini sodda va ravon tilda qiziqarli tarzda bayon qilishga harakat qildilar. Matematik saviya bo‘yicha Ma‘ruzalar matni oliy o‘quv yurtlari birinchi bosqich talabalarining matematik tayyorgarligiga mos keladi. Ayrim joylarda zaruriyat tug‘ilganda muhim matematik ifodalar keltirib chiqarilgan yoki izoh berilgan. Har bir ma‘ruza tegishli Reja, Tayanch so‘zlar va iboralar, Mustaxkamlash uchun savollar va Asosiy adabiyotlar bilan ta‘minlangan.

Ma'ruza. Kirish. Mexanika fani predmeti. Fazo, vaqt va sanoq sistemalari to'g'risida tushuncha.

Reja:

- 1. Fizika fani. Fizikaviy tadqiqot usullari, tajriba, gipoteza, ilmiy izlanish, nazariya.**
- 2. Fizika fanining boshqa fanlar bilan aloqasi. Fizika tarixining muhim bosqichlari. Texnikani rivojlanishida va muxandislik kasbini egallashda fizikaning roli.**
- 3. Fizika kursining umumiy tuzilishi. Fizikaviy kattaliklar va ularning o'lchov birligi. Fizikaviy birliklarning xalqaro sistemasi.**

1. Fizika fani. Fizikaviy tadqiqot usullari, tajriba, gipoteza, ilmiy izlanish, nazariya

Fizika grekcha «Phyzis» so'zidan olingan bo'lib, tabiat ma'nosini bildiradi. Fizika fani boshqa fanlar kabi bizni o'rab olgan moddiy dunyoni-materiyaning ob'ektiv xossalarini o'rganadi.

Materiya tushunchasi ob'ektiv reallikni ifodalaydigan falsafiy kategoriya bo'lib, bu ob'ektiv 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 ko'rinishda – 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 ko'rinishlarini va ularni bir-biriga aylanishlarini o'rganadi. Masalan, Er va osmon jismlarining hammasi ximiyaviy jixatdan sodda yoki murakkabligidan qat'iy nazar fizika kashf qilgan butun dunyo tortishish qonuniga bo'ysunadi. Hamma tabiatda bo'ladigan jarayonlar fizika aniqlagan qonunga – energiyaning saqlanish qonuniga bo'ysunadi.

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

Stoletovni fotoeffekt hodisasi ustida olib borgan ishlari xozirgi zamon televideniyasi va avtomatikasining taraqqiyotida keng qo'llanilmokda. Fizika fanining qishloq xo'jaligi maxsulotlari ishlab chiqarishdagi roli ham kattadir. 1778 yili Komov "Dexqonchilik xaqida" degan kitobida shunday deb yozgandi: "Dexqonchilik deyarli boshqa fanlar qatori butun fizika bilan chambarchas bog'liqdir, uning o'zi ham amaliy fizikaning bir qismidir". O'simliklarining hayot faoliyati jarayonlari o'simlik rivojlanayotgan muhitning fizik sharoitlariga: yorug'lik, issiqlik, temperatura, namlik, bosim va x.k. larga bog'liq bo'ladi. Bu sharoitlarni o'rganish fizikaning vazifalaridan biri hisoblanadi.

Qonun keng ma'noda qandaydir zaruriy, ichki, takrorlanuvchi ketma-ketliklarni bog'lanish asosida bajarilayotgan, aniqlangan va umumqoida bo'lishi mumkin.

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

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 suno'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 xarakterlovchi 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 chiquvchi natijalar tajribalarda tasdiqlangan taqdirda gipoteza *fizik nazariyaga* aylanadi. Fizik nazariya bir sohadagi bir qator hodisalarni, ulaning mexanizimi 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 o'zlashtirish mumkin. Bu hollarda nazariyaga "tuzatma" kiritiladi. Demak, fizik nazariyalarning yaratilishi va sinovlari tajribalar bilan boshlanadi hamda tajribalar bilan isbotlanadi va rivojlantiriladi.

2. Fizika fanining boshqa fanlar bilan aloqasi. Fizika tarixining muhim bosqichlari.

Texnikani rivojlanishida va muxandislik kasbini egallashda fizikaning roli

Fizika bizning eramizdan ilgariroq vujudga kelgan fan, o'sha vaqtda uning tarkibiga hozir ximiya, astronomiya, biologiya, geologiya deb nom olgan bir qator tabiiy fanlar ham kirgan. Keyinchalik, ular mustaqil fanlar darajasida shakillangan. Umuman, fizika va boshqa tabiiy fanlar orasida keskin chegara mavjud emas. Bu so'zlarning dalili sifatida ximiyaviy 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

Rayhon 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 kashfyotlar 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 og'ir yadrolar bo'linishining kashf qilinishi yadroviy energetikaga asos soldi. O'z navbatida texnika taraqqiyoti 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 mikrosxemalar, elektron-hisoblash mashinalari) siz tasavvur qilib bo'lmaydi, albatta.

Fizika fani erishayotgan yutuqlar 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 qildi. 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 aniqlashda 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'pqirrali xaqiqatning ayrim bosqichlarini aks ettiradi.

Shuning uchun dialektik materializm pozitsiyasidan fizika yutuqlariga yondashish "krizis"larni bartaraf qiladi va fanning rivojlanishiga ko'maklashadi. O'z navbatida, fizikaning yutuqlari 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 harakteri bu fanni falsafa bilan yaqinlashtiradi. Fizika fanining mohiyati haqidagi aniq tasavvurlarga ega bo'lmasdan turib falsafiy jihatdan ma'lumotli bo'lish mumkin emas".

Fizika fanining taraqqiyoti boshqa fanlarning rivojlanishiga ham hissa qo'shayapti. Masalan, ximiya va biologiya fanlarida oxirgi kashfyotlarning aksariyati nazariy va eksperimental fizika metodlariga tayangan holda amalga oshayapti. 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.

3. Fizika kursining umumiy tuzilishi. Fizikaviy kattaliklar va ularning o'lchov birligi. Fizikaviy birliklarning xalqaro sistemasi.

Fizika fanini quyidagi 3 qismga bo'lib o'rganiladi. 1-qismga: mexanika, molekulyar fizika va termodinamika bo'limlari; 2-qismga: elektr va magnetizm, tebranish va to'liqlar bo'limlari; 3-qismga to'liq optikasi, qattiq jism fizikasi, kvant fizikasi, atom, yadro va elementar zarrachalar fizikasi bo'limlaridan iborat.

1960 yil oktyabrda fizik kattaliklarning Xalqaro sistemasi qabul qilindi. 1961 yilning 24 avgustida oldingi ittifoqda «Sistema internatsionalnaya» so'zlarining bosh xarflari bo'yicha SI («Es – I» deb o'qiladi) tarzida belgilangan birliklar sistemasi tasdiqlandi. SI da ettita asosiy birlik va ikki qo'shimcha birlik qabul qilingan.

➤ Asosiy birliklar:

- ❖ *Uzunlik, metr (m)*. Krypton-86 atomining $2R_{10}$ va $5d_5$ sathlari orasidagi o'tishga mos bo'lgan nurlanishining vakuumdagi to'liq uzunligidan 1650763,73 marta katta bo'lgan uzunlik 1 metr deb qabul qilingan.
- ❖ *Massa, kilogramm (kg)*. Kilogrammning xalqaro prototipining massasini 1 kilogramm deb qabul qilingan.
- ❖ *Vaqt, 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.
- ❖ *Elektr tokining kuchi, Amper (A)*. Bir Amper tok vakuumdagi bir-biridan bir metr masofada joylashgan ikki parallel cheksiz uzun, lekin kesimi juda kichik to'g'ri o'tkazgichlardan o'tganda o'tkazgichlarning har bir metr uzunligiga $2 \cdot 10^{-7}$ N Amper kuchi ta'sir qiladi.
- ❖ *Termodinamik temperatura, Kelvin (K)*. Suvning uchlanma nuqtasini xarakterlovchi termodinamik temperaturaning $1/273,16$ ulishi 1 Kelvin deb qabul qilingan.
- ❖ *Modda miqdori, mol (mol)*. Uglerod – 12 izotopining 0,012 kg massasidagi moddaning miqdori 1 mol deb qabul qilingan.
- ❖ *Yorug'lik kuchi, kandela (kd)*. $540 \cdot 10^{12}$ Gz chastotali monoxromatik nurlanish chiqarayotgan manba yorug'ligining energetik kuchi $1/683$ Vt/sr ga teng bo'lgan yo'nalishdagi yorug'lik kuchi 1 kandela deb qabul qilingan.

➤ Qo'shimcha birliklar:

- ❖ *Yassi burchak, radian (rad)*. Aylanada uzunligi radiusga teng bo'lgan yoyni ajratadigan ikki radius orasidagi burchak 1 radian deb qabul qilinadi.
- ❖ *Fazoviy burchak, steradian (sr)*. Uchi sfera markazida joylashgan va shu sfera sirtidan radius kvadratiga teng yuzli sirtni ajratuvchi fazoviy burchak 1 steradian deb qabul qilingan.

Tayanch so'zlar 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.

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?

Asosiy adabiyotlar

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.
2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
3. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola".2000g.
4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Visshaya shkola", 1991 g
6. D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
7. O'.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.
8. Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O'qituvchi»,1992,208 b.
9. Feyrabend P. «izbrannqe trudq po metodologii nauki»,
<http://www.vstu.ru/kaf/kf/ub/html>

Ma'ruza. To'g'ri chiziqli harakat. To'g'ri chiziqli tekis harakat. To'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakat.

Reja:

1. Mexanika paqida umumiy ma'lumot. Klassik va kvant mexanikasi.

Kinematika va dinamika. Asosiy fizik modellar: moddiy nuqta, moddiy nuqtalar sistemasi, absolyut qattiq jism, yaxlit muhit.

2. Mexanik harakat - materiya harakatining eng sodda turi. Moddiy nuqta ilgarilanma harakat kinematikasi va kinematika elementlari: vaqt, fazo tushunchasi, sanoq sistemasi, tezlik, tezlanish, normal va tangensial tezlanishlar.

1. Mexanika haqida umumiy ma'lumot. Klassik va kvant mexanikasi. Kinematika va dinamika. Asosiy fizik modellar: moddiy nuqta, moddiy nuqtalar sistemasi, absolyut qattiq jism, yaxlit muhit.

Jismlarning mexanik harakat va o'zaro ta'sir qonuniyatlarini o'rganish bilan shug'ullanuvchi fizikaning bo'limi **mexanika** deyiladi. Bunda jismga mexanik ta'sir

deganda boshqa jismlarning ko'rilayotgan jismning mexanik harakat holatini o'zgarishiga yoki uning **deformatsiyalanishiga**, ya'ni uning qismlarini o'zaro joylashuvini o'zgarishiga olib keluvchi ta'siri tushuniladi.

Umumiy holda jismga mexanik ta'sirning bu ikki ko'rinishi bir-biri bilan birga uchraydi.

Tez harakatlanuvchi jismlarning **relyativistik mexanikasidan** farqli o'laroq kichik tezlik bilan (yorug'likning vakuumdagi tezligi $s=3\cdot10^8\text{m/c}$ ga qaraganda) harakatlanuvchi jismlar mexanikasi **klassik mexanika** deyiladi. Klassik mexanika asoslarini I.Nyuton ishlab chiqqan. Shuning uchun uni odatda **Nyuton mexanikasi** deyiladi. Relyativistik mexanika maxsus nisbiylik nazariyasiga asoslanadi va uni keyinroq ko'rib (9-va 10- ma'ruzalarga ga qarang) chiqamiz.

Biz Nyuton mexanikasining ikki asosiy bo'limi: kinematika va dinamikani o'rganish bilan chegaralanamiz. Kinematikada harakatning har bir aniq turini amalga oshish sababini hisobga olmasdan jismlar mexanik harakatining matematik tavsifi beriladi. Mexanikaning asosiy bo'limi dinamika bo'lib, jismlar o'zaro ta'sirlarining ular mexanik harakatiga ta'sirini tadqiqot qilish bilan shug'ullanadi.

Har doim mexanikaning u yoki bu aniq masalasini echishda xayolan jismlar to'plamidan berilgan masalada muhim bo'lgan jismni ajratib olishga to'g'ri keladi. Bunday ko'rilayotgan jismlarning xayolan ajratilgan majmuasiga mexanik sistema deyiladi.

Bizni o'rab olgan hamma jismlar nihoyatda ko'p sonli molekula va atomlardan tuzilgan bo'lib, **makroskopik sistemani** tashkil qiladi. Jismlarning mexanik xossalari ularning kimyoviy tarkibi, ichki tuzilishi va holati bilan aniqlanib, ularni o'rganish mexanika doirasidan chetga chiqishi sababli bu masalalar fizikaning boshqa bo'limlarida ko'rib chiqiladi. Mexanikada real jismlarni tavsiflashda konkret masala shartiga qarab moddiy nuqta, absolyut qattiq jism, absolyut elastik jism, absolyut noelatik jism va shu kabi sodd modellardan foydalaniladi. U yoki bu modelni tanlash berilgan masalada real jismning barcha muhim o'ziga xos xususiyatlarini hisobga olish, hamma ikkinchi darajali, masala echishni qiyinlashtiruvchilarini esa tashlab yuborish bilan amalga oshirilishi zarur.

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

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.

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 abstraktsiya hisoblanadi. Bu tushunchani kiritganda biz asosiy eotiborni o'rganilayotgan hodisaning bosh mohiyatini aniqlab beruvchi tomonlarga qaratib, boshqa xususiyatlar (jismning geometrik o'lchamlari, tarkibi, ichki holati va bu xolatning 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 jismni ham xayolan mayda bo'lakchalarga bo'lib, bu bo'lakchalarni o'zaro ta'sirlashuvchi moddiy nuqtalar tizimi (sistemi) deb tasavvur qilish mumkin.

Ayni bir jismni bir masalada moddiy nuqta deb hisoblash mumkin, boshqalarida esa mumkin emas. Masalan, Er va boshqa sayyoralarning Quyosh atrofidagi orbitadagi harakati ko'rilayotganda ularni moddiy nuqta deb qarash mumkin, chunki sayyoralar o'lchami ularning orbitalari o'lchamlaridan kichik. Shu vaqtning o'zida mexanikaning «Er» dagi barcha masalalarida Erni moddiy nuqta deb hisoblash mumkin emas. O'rganilayotgan mexanik sistemani tashkil etuvchi har qanday ko'lami katta jism yoki jismlar sistemasini **moddiy nuqtalar sistemi** deb qarash mumkin. Buning uchun sistemasining barcha jismlarini xayolan shu qadar ko'p sondagi qismlarga bo'lish kerakki, har bir qism o'lchami jismlarning o'zlarini o'lchamlariga nisbatan solishtirilganda juda ham kichik bo'lsin.

Absolyut qattiq jism deb, xohlagan ikki nuqtasi orasidagi masofa doimo o'zgarmay qoladigan jismga aytiladi. Bu model ko'rilayotgan masalada jismning boshqa jismlar bilan o'zaro ta'sirlashgandagi deformatsiyasi juda ham kichik bo'lgan hollarda yaroqlidir. Absolyut qattiq jismni bir-biri bilan qattiq bog'langan moddiy nuqtalar tizimi ko'rinishida deyishimiz mumkin. Kelgusida anglashilmovchilik keltirib chiqarmaydigan joylarda «absolyut qattiq jism» demasdan qisqacha «qattiq jism» deb ayta qolamiz. Mos ravishda «jism tarkibiga kiruvchi moddiy nuqtalar» so'zlari o'rniga «moddiy nuqta» deb aytamiz.

Absolyut elastik jism va absolyut noelastik jism-real jismlarning ikki chegaraviy holi bo'lib, o'rganilayotgan jarayonlarda ularning deformatsiyalarini hisobga olmaslik mumkin emas (masalan, jismlarning urilishida). **Absolyut elastik jism** deb, uning deformatsiyalari Guk qonuniga bo'ysunadigan, ya'ni ularni yuzaga chiqaruvchi kuchga proporsional bo'lgan jismga aytiladi. **Absolyut noelastik jism** deb, tashqi mexanik ta'sir to'xtatilgach ta'sir tufayli hosil bo'lgan deformatsiya holatini to'liq o'zida saqlaydigan jismga aytiladi.

2. Mexanik harakat - materiya harakatining eng sodda turi. Moddiy nuqta ilgarilanma harakat kinematikasi va kinematika elementlari: vaqt, fazo tushunchasi, sanoq sistemi, tezlik, tezlanish, normal va tangentsial tezlanishlar.

Materiya harakatining fazodagi har qanday o'zgarishiga harakat deyiladi. Materiya harakatining eng sodda turi mexanik harakat bo'lib, u jismlar yoki jism qismlarining fazoda bir-biriga nisbatan siljishini ifodalaydi. Mexanik harakatni fazo va vaqtdan ajratilgan xolda tasavvur etib bo'lmaydi, chunki har qanday hodisa fazoning qayeridadir va qachondir sodir bo'ladi.

Harakatni tekshirilayotgan jismning turli paytlarda fazodagi vaziyatlarini aniqlash uchun sanoq sistemi qabul qilinadi. Har bir harakat biror sanoq sistemasiga nisbatan qaralishi kerak. Biror jismni ulotqirib, uning uyga nisbatan qilayotgan harakatini ko'rsak, bu holda uy sanoq jismini tashkil qiladi. Sanoq sistemi uchun yana soat mexanizmi va koordinata sistemi olinadi. Koordinata sistemasini shunday tanlab

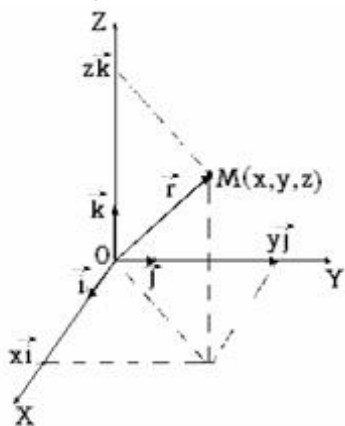
olinadiki, bunda uning boshlanish nuqtasi jism harakatining tekshira boshlash nuqtasiga to'g'ri kelishi kerak.

Hamma jismlar fazo va vaqtda mavjud va harakatlanadi. Fazo va vaqt tushunchalari hamma tabiiy fanlar uchun asosiydir. Har qanday jism hajmga, ya'ni fazoviy ko'lamga ega. Vaqt-har qanday jarayon, ixtiyoriy harakatni tashkil etuvchi holatlarning almashinish tartibini ifodalaydi. U jarayonning davomiyligini o'lchovi bo'lib xizmat qiladi. Shunday qilib, fazo va vaqt materiya mavjudligining eng umumiy shaklidir. Shuningdek, qandaydir, boshqa jismlarga qiyos qilmay turib «umuman» biror jismning fazodagi vaziyati va mexanik harakati to'g'risida gapirish hech qanday maonoga ega emas. Doimo qandaydir aniq tanlangan boshqa jismga nisbatan bu jismning holati va harakati haqida gapiriladi (masalan, Quyoshga nisbatan sayyoralar, Erga nisbatan samolyot va xokazo).

O'rganilayotgan jismning holatini ixtiyoriy vaqt momentida bir qiymatli aniqlash uchun sanoq sistemasini tanlab olishimiz zarur.

Sanoq sistemi deb, soat bilan taominlangan, absolyut qattiq jismga qattiq bog'langan va unga nisbatan vaqtning har xil momentlarida boshqa jismlarning holatlari aniqlanadigan koordinatalar sistemasiga aytiladi. Bunda soat deganda vaqtni yoki, aniqrog'i hodisalar o'rtasidagi vaqt oraliqlarini o'lchashda ishlatiladigan qurilma tushuniladi: vaqt bir jinsli bo'lganligidan uning sanoq boshini ixtiyoriy tanlash mumkin. Nyuton mexanikasida fazoning xossalari Evklid geometriyasi bilan tavsiflanadi, vaqt o'tishi esa hamma sanoq sistemalarida bir xil deb faraz qilinadi. Bundan buyon Er bilan qattiq bog'langan sanoq sistemasini Er yoki laboratoriya sistemi deb ataymiz.

Ko'pincha, 2.1-rasmda tasvirlangan to'g'riburchakli dekart koordinatalarning o'ng sistemasidan foydalaniladi. Bu erda $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ - **ortonormalangan bazis**, koordinatalar sistemasining ortlari - modul bo'yicha birlik va o'zaro perpendikulyar vektorlar. Agar uchinchi ort (vektor $\vec{k}$) oxiridan birinchi ort ($\vec{i}$) dan ikkinchi ort ($\vec{j}$) ga eng qisqa masofa orqali aylanish, soat strelkasi aylanishiga teskari ko'rinsa, ya'ni $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ vektorlarning o'zaro yo'nalishi o'ng qo'lning uchta bosh, ko'rsatgich va o'rta barmoqlari o'zaro perpendikulyar joylashgandagi o'zaro yo'nalishlari bilan mos tushsa, bunday koordinatalar sistemasini o'ng koordinatalar sistemi deyiladi.



2.1-rasm

Moddiy nuqta M ning koordinata sistemasiga nisbatan holatini ikkita ekvivalent usul bilan berish mumkin: M nuqtaning hamma x , y , z koordinatalari qiymatlarini ko'rsatish yoki uning radius vektori $\vec{r}$ - koordinata boshi 0 dan M nuqtaga o'tkazilgan vektor qiymatini ko'rsatish bilan. Vektorlarni qo'shish qoidasidan kelib chiqadiki, M nuqtaning radius vektorini $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ bazislar yordamida quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}. \quad (2.1)$$

M nuqtaning koordinatalari x , y , z bazisga nisbatan $\vec{r}$ **radius-vektorning koordinatalari** (komponentlari), $x\vec{i}$, $y\vec{j}$, $z\vec{k}$ -

vektorlar esa koordinata o'qlari bo'yicha **tashkil etuvchi vektorlar** deyiladi. Bu koordinatalar sistemasi ortogonal bo'lganligidan x, y, z larning qiymatlari $\vec{r}$ vektorning dekart koordinatalar o'qlaridagi proeksiyalariga teng:

$$\left. \begin{aligned} r_x &= np_x \vec{r} = r \cos \alpha = x, \\ r_y &= np_y \vec{r} = r \cos \beta = y, \\ r_z &= np_z \vec{r} = r \cos \gamma = z, \end{aligned} \right\} \quad (2.2)$$

bu erda α, β va γ - radius-vektor $\vec{r}$ bilan koordinata o'qlarining ortlari orasidagi burchaklar.

M nuqtaning harakati tufayli uning koordinatalari va radius-vektori vaqt o'tishi bilan o'zgaradi. SHunga ko'ra M nuqtaning harakat qonunini berish uchun t vaqt bo'yicha funktsional bog'lanishning ko'rinishini yoki hamma uchta uning koordinatasi:

$$x = x(t), \quad y = y(t), \quad z = z(t) \quad (2.3)$$

yoki uning radius-vektori

$$\vec{r} = \vec{r}(t) \quad (2.3')$$

uchun ko'rsatish zarur. Uchta tenglama (2.3) yoki unga ekvivalent bo'lgan bitta (2.3') vektor tenglamani nuqta **harakatining kinematik tenglamasi** deyiladi.

Nuqtaning traektoriyasi deb, tanlangan sanoq sistemasiga nisbatan nuqta harakatida chiziladigan chiziqqa aytiladi.

Nuqta harakatining kinematik tenglamalari (2.3) uning traektoriyasini parametrik shaklda beradi. Parametr bo'lib vaqt t xizmat qiladi. Nuqta traektoriyasi tenglamasining odatdagi, ya'ni traektoriya nuqtalarining dekart koordinatalarini o'zaro bog'lovchi ikki tenglama ko'rinishidagi shaklini (2.3) tenglamalarni echib, parametr t ni chiqarib tashlash yo'li bilan olish mumkin. Masalan, nuqta harakatining kinematik tenglamasi quyidagi shaklda berilgan bo'lsin:

$$x = a \cos \omega t, \quad y = b \sin \omega t, \quad z = 0,$$

bu erda $\omega = \text{const}$.

Bu nuqta traektoriyasining tenglamasi

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1, \quad z = 0,$$

ya'ni nuqta $z=0$ tekislikda yarim o'qlari a va b ga teng elliptik traektoriya bo'ylab harakatlanadi.

Traektoriyaning shakliga bog'liq ravishda **nuqtaning to'g'ri chiziqli va egri chiziqli harakatlarini** farqlaydilar. Nuqta traektoriyasi yassi egri chiziq bo'lib, ya'ni butunlay bir tekislikda yotsa, bunday nuqta harakati **yassi harakat** deyiladi.

Jismning mexanik harakati **nisbiydir**: uning xarakteri, xususan, jism nuqtalarining traektoriyalari sanoq sistemasini tanlanishiga bog'liq. Masalan, ma'lumki, Quyosh bilan bog'langan sanoq sistemasiga nisbatan Quyosh sistemasidagi sayyoralar elliptik orbita bo'ylab harakatlanadi. Xuddi shu vaqtda erdagi sanoq sistemasiga nisbatan ular etarlicha chalkash traektoriya bo'yicha harakatlanadi.

Umumiy holda nuqta traektoriyasi fazoviy chiziqdır. Kinematikada nuqtaning ixtiyoriy traektoriyasini tavsiflashda urinuvchi tekislik va urinuvchi aylana, egrilik markazi va radiusi, bosh normal va boshqa tushunchalardan foydalaniladi.

Egri chiziqning biror M nuqtasidagi **urinuvchi tekislik** deb, bu egri chiziqning

uchta N, M va R nuqtalaridan o'tuvchi tekislikning N va R nuqtalar cheksiz M nuqtaga yaqinlashgandagi chegaraviy holatiga aytiladi. Egri chiziqqa M nuqtada **urinovchi aylana** deb, bu egri chiziqning uchta N, M va R nuqtalaridan o'tuvchi aylananing N va R nuqtalar cheksiz M nuqtaga yaqinlashgandagi chegaraviy holatiga aytiladi. Urinovchi aylana urinovchi tekislikda yotadi, uning markazi va radiusi egri chiziqning M nuqtasidagi **egrilik markazi** va **egrilik radiusi** deb ataladi. **Bosh normalning** M nuqtadagi **birlik vektori** $\vec{n}$ traektoriyaning M nuqtasidan egrilik markaziga yo'naltiriladi, **urinmaning birlik vektori** $\vec{\tau}$ - harakat yo'nalishida M nuqtada traektoriyaga urinma bo'ladi. $\vec{n}$ va $\vec{\tau}$ vektorlar urinovchi tekisliklarda yotadi va ular o'zaro ortogonaldir (to'g'ri burchaklidir).

Agar nuqta traektoriyasi yassi egri chiziq bo'lsa, urinovchi tekislik hamma nuqtalari traektoriya yotgan tekislik bilan ustma-ust tushadi.

Agar traektoriya to'g'ri chiziqli bo'lsa, uning uchun urinovchi tekislik, urinovchi aylana, bosh normal, egrilik markazlari mahnoga ega emas. Bunday traektoriyani tobora to'g'rilanib borayotgan egri chiziqli traektoriyaning chegaraviy holi sifatiga qarab, to'g'ri chiziqli traektoriyaning egrilik radiusi cheksiz katta deb hisoblash mumkin.

Yo'l uzunligi deb, ko'rilyotgan vaqt oraligida nuqta bosib o'tgan va traektoriya bo'ylab nuqtaning harakat yo'nalishida o'lchanadigan S masofaga aytiladi.

Boshqacha aytganda, nuqtaning o'tgan yo'l uzunligi ko'rilyotgan vaqt oraligida nuqta bosib o'tgan traektoriyadagi hamma qismlarning uzunliklari yig'indisiga teng. Bu taoriflardan kelib chiqadiki, yo'l uzunligi S manfiy bo'lishi mumkin emas. Aytaylik, nuqta traektoriyaning AB qismi bo'ylab harakatlanayotgan bo'lsin (2.2-rasm). Vaqtning boshlang'ich paytida ($t=0$) radius-vektori $\vec{r}_0 = \vec{r}(0)$ bo'lgan A nuqtada, vaqtning $t>0$ paytida esa radius-vektori $\vec{r} = \vec{r}(t)$ bo'lgan M nuqtada bo'lsin. Agar nuqta hamma ko'rilyotgan 0 dan t gacha vaqt oraligida ayni bir yo'nalishda harakatlansa, u holda 2.2-rasmda ko'rsatilgandek, bu vaqtda nuqtaning o'tgan yo'li $S(t) = \cup MA$. Lekin nuqta yanada murakkabroq ko'rinishda harakatlanishi ham mumkin. Masalan, 0 dan $t_1 < t$ gacha bo'lgan vaqt oraligida traektoriyaning A nuqtasidan V nuqtasiga ko'chishi mumkin, so'ngra shu traektoriya bo'yicha orqaga qaytib, vaqtning t paytida M nuqtada bo'ladi. Bu holda 0 dan t gacha bo'lgan vaqt oraligida nuqtaning yo'li $S(t) = \cup AB + \cup BM$, ya'ni $S(t) > \cup AB$.

$t=t_1$ dan $t=t_2$ gacha vaqt oraligidagi **nuqtaning ko'chish vektori** deb, ko'rilyotgan vaqt oraligida shu nuqta radius-vektorining orttirmasiga aytiladi:

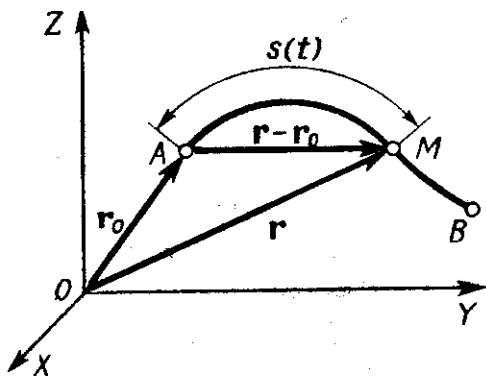
$$\vec{r}_2 - \vec{r}_1 = \vec{r}(t_2) - \vec{r}(t_1).$$

Ko'chish vektori nuqta traektoriyasining harakatlanuvchi nuqtani t_1 vaqt momentidagi holatidan t_2 vaqt momentidagi holatigacha mos kelgan qismini tortib turuvchi vatar bo'yicha yo'nalgan. Shuning uchun nuqtaning to'g'ri chiziqli harakatidan tashqari hamma hollarda ko'chish vektorining moduli nuqtaning shu vaqt oraligida bosib o'tgan yo'li uzunligidan kichik. 2.2-rasmda 0 dan t gacha vaqt oraligidagi nuqtaning ko'chish vektori $\vec{r} - \vec{r}_0$ ko'rsatilgan.

Geometriyadan ma'lumki, biror egri chiziq va uni tortib turuvchi vatar uzunligining farqi shu qism uzunligi ozayishi bilan kamayib boradi. Demak, etarlicha kichik dt (t dan $t + dt$ gacha) vaqt oraligida ko'rilyotgan traektoriya bo'yicha

nuqtaning elementar ko'chish vektori $d\vec{r} = \vec{r}(t+dt) - \vec{r}(t)$ moduli bilan shu vaqtdagi yo'l uzunligi $dS = S(t+dt) - S(t)$ ning farqini hisobga olmasligimiz mumkin. : $|d\vec{r}| = dS$. Aytilganlardan ma'lumki, $d\vec{r}$ vektor birlik urinma vektor $\vec{\tau}$ kabi traektoriyaga urinma ravishda nuqta harakati tomon yo'nalgan. Shunday qilib,

$$d\vec{r} = |d\vec{r}|\vec{\tau} = dS \cdot \vec{\tau}. \quad (2.4)$$



2.2 - rasm

(2.1) ga asosan t dan $t + \Delta t$ gacha har qanday chekli vaqt oraligida moddiy nuqtaning ko'chish vektorini uch koordinata o'qlari bo'ylab nuqta siljishlarining geometrik yig'indisi ko'rinishida quyidagicha ko'rsatish mumkin:

$$\Delta\vec{r} = \vec{r}(t + \Delta t) - \vec{r}(t) = \Delta x\vec{i} + \Delta y\vec{j} + \Delta z\vec{k}. \quad (2.5)$$

Bu erda $\Delta x = x(t + \Delta t) - x(t)$, $\Delta y = y(t + \Delta t) - y(t)$, $\Delta z = z(t + \Delta t) - z(t)$ - moddiy nuqta koordinatalarining ko'rilayotgan vaqt oraligidagi orttirmalari.

Mexanikada nuqta harakatining yo'nalishi va jadalligini xarakterlash uchun tezlik deb ataluvchi vektor fizik kattalik kiritiladi. Nuqtaning t dan $t + \Delta t$ gacha vaqt oralig'idagi **o'rtacha tezligi deb**, shu vaqt oraligidagi radius-vektor orttirmasi $\Delta\vec{r}$ ni uning davomiyligi Δt ga nisbatiga teng bo'lgan $\langle \vec{v} \rangle$ vektorga aytiladi:

$$\langle \vec{v} \rangle = \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t} \quad (2.6)$$

O'rtacha tezlik orttirma vektori $\Delta\vec{r}$ kabi, ya'ni nuqta traektoriyasining mos qismini tortib turuvchi vatar bo'ylab yo'nalgan. (Vaqt harakatlanuvchi nuqta koordinatalaridan farqli o'laroq kamayishi mumkin emas. Shuning uchun nuqta ko'chishining har qanday davomiyligi $\Delta t > 0$). Shuningdek, $|\Delta\vec{r}| \leq \Delta S$, bu erda ΔS - nuqtaning ko'rilayotgan vaqt oraligidagi yo'l uzunligi, u holda

$$|\langle \vec{v} \rangle| \leq \frac{\Delta S}{\Delta t}. \quad (2.7)$$

(2.7) dagi tenglik belgisi t dan $t + \Delta t$ gacha vaqt oraligida nuqtaning to'g'ri chiziqli traektoriya bo'ylab ayni bir yo'nalishda harakatlanishiga mos keladi.

Nuqtaning t vaqt momentidagi tezligi deb, shu nuqtaning radius-vektoridan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng vektor kattalik $\vec{v}$ ga aytiladi.

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt}, \quad (2.8)$$

yoki

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \langle \vec{v} \rangle. \quad (2.8')$$

Tezlik vektori nuqta traektoriyasiga urinma bo'ylab harakat yo'nalishi tomon

yoʻnalgan. (2.4) dan koʻrinadiki,

$$\vec{v} = \frac{dS}{dt} \vec{e}, \quad v = |\vec{v}| = \frac{dS}{dt}, \quad (2.9)$$

yaʼni nuqtaning tezlik moduli bu nuqtaning bosib oʻtgan yoʻlidan vaqt boʻyicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng. Vektor $\vec{v}$ ni $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ bazis boʻyicha, yaʼni toʻgʻri burchakli dekart koordinatalar sistemalarining oʻqlari boʻyicha uchta tashkil etuvchilarga ajratish mumkin:

$$\vec{v} = v_x \vec{i} + v_y \vec{j} + v_z \vec{k}, \quad (2.10)$$

bunda (2.1) va (2.8) ga asosan

$$v_x = \frac{dx}{dt}, \quad v_y = \frac{dy}{dt}, \quad v_z = \frac{dz}{dt}, \quad (2.11)$$

$$v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2} = \sqrt{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2}. \quad (2.11')$$

Agar nuqtaning tezlik vektori $\vec{v}$ ning yoʻnalishi oʻzgarmasa, u holda nuqta traektoriyasi toʻgʻri chiziqli boʻladi. Nuqtaning egri chiziqli harakatida uning tezlik yoʻnalishi uzliksiz oʻzgaradi. **Tekis harakatda** nuqtaning v tezlik moduli oʻzgarmas, nuqtaning t dan $t+\Delta t$ gacha vaqt oraligʻida bosib oʻtgan yoʻli $\Delta S = v \cdot \Delta t$. Bu holda nuqta teng vaqt oraliqlarida teng uzunliklardagi yoʻllarni bosib oʻtadi.

Agar nuqta $\vec{v}$ tezlik bilan OX oʻq boʻyicha toʻgʻri chiziqli va tekis harakatlansa, u holda uning x koordinatasining vaqtga bogʻlanishini koʻrinishi $x = x_0 + v_x t$, bu erda x_0 – vaqtning boshlangʻich ($t=0$) paytidagi x ning qiymati, v_x - nuqta tezligining OX oʻqdagi proektsiyasi.

Agar nuqta tezlik vektorining moduli vaqt oʻtishi bilan oʻzgarsa, nuqtaning bunday harakatini **notekis harakat** deyiladi. Nuqtaning t dan $t+\Delta t$ gacha vaqt oraligida notekis harakatda bosib oʻtgan ΔS yoʻli

$$\Delta S = \int_t^{t+\Delta t} v \cdot dt \quad (2.12)$$

ga teng. Harakat jarayonida tezlik moduli ortsa, yaʼni $\frac{dv}{dt} > 0$, nuqtaning bunday notekis harakatini **tezlanuvchan harakat** deyiladi. Agarda $\frac{dv}{dt} < 0$ boʻlsa, u holda nuqtaning harakatini **sekinlanuvchan harakat** deyiladi.

Mexanikada koʻpincha tezliklari bir-biriga nisbatan harakatlanuvchi turli sanoq sistemalarida berilgan ikki yoki undan ortiq bir vaqtda roʻy berayotgan harakatlarni qoʻshilishi sodir boʻladigan masalalar bilan ish koʻrishga toʻgʻri keladi. Oddiy misol sifatida quyidagi masalani koʻramiz: teploxod suvga nisbatan $\vec{v}_1$ tezlik bilan daryo oqimi boʻylab pastga ketayapti; agar daryoning oqim tezligi $\vec{v}_2$ boʻlsa, teploxodning qirgʻoqqa nisbatan tezligini toping. Buning javobi har bir maktab oʻquvchisiga maʼlum-teploxodning qirgʻoqqa nisbatan tezligi $\vec{v}_1$ va $\vec{v}_2$ tezliklarning geometrik yigʻindisiga teng

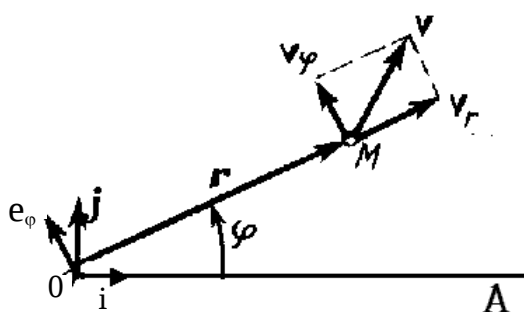
$$\vec{v} = \vec{v}_1 + \vec{v}_2.$$

Lekin bu odatdagi munosabatdan foydalanib, koʻpchilik u faqat tezlikni vektor harakterining natijasigina boʻlib qolmay, shuning bilan birga Nyuton mexanikasining

asosida yotuvchi fazo va vaqtning xossalari haqidagi tasavvurlar oqibati ham ekanligini o'ylamaydi. Qirg'oqqa bog'langan sanoq sistemasida o'lchangan tezlikning vektor xarakteridan faqat teploxodning qirg'oqqa nisbatan natijaviy tezligi $\vec{v}$ ni topish uchun daryo oqimining tezlik vektori $\vec{v}_2$ ga teploxodning daryo suviga nisbatan harakatining qirg'oq bilan bog'langan sanoq sistemasida o'lchangan tezlik vektori $\vec{v}_1^*$ ni qo'shish kerakligi kelib chiqadi xolos: $\vec{v} = \vec{v}_1^* + \vec{v}_2$. Shunday qilib, yuqorida $\vec{v}$ uchun keltirilgan ifodani isbotlashda $\vec{v}_1^* = \vec{v}_1$ ekanini isbotlash kerak.

Nyuton mexanikasida ikki voqea o'rtasidagi vaqt oraliklari va ikki nuqta orasidagi masofalarning invariantligi to'g'risidagi ikkita aksiomani o'rinli ekanligi faraz qilinadi. Demak, ayni bir dt vaqt oralig'ida teploxod qirg'oq bilan bog'langan sanoq sistemasida ham, daryodagi suv bilan harakatlanayotgan sanoq sistemasida ham ayni bir $d\vec{r}$ masofani bosib o'tadi. Shuning uchun

$$\vec{v}_1 = \frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}_1^* .$$



2.3-rasm

4. Nuqtaning tekis harakatini tavsiflash uchun ko'pincha r va φ qutb koordinatalardan foydalanish qulay ekan, bu erda r – qutb 0 dan qaralayotgan M nuqttagacha bo'lgan masofa, φ esa qutb burchagi bo'lib, u qutb o'qi 0A dan soat strelkasiga qarshi yo'nalishda hisoblanadi (2.3-rasm). M nuqtaning $\vec{v}$ tezligini o'zaro perpendikulyar ikkita tashkil etuvchilarga - **radial tezlik $\vec{v}_r$ va transversal tezlik $\vec{v}_\varphi$** larga ajratish

mumkin:

$$\vec{v} = \vec{v}_r + \vec{v}_\varphi \quad \text{va} \quad v = \sqrt{v_r^2 + v_\varphi^2} . \quad (2.13)$$

$\vec{v}_r$ va $\vec{v}_\varphi$ larning qiymatlarini topish uchun M nuqtaning qutb radius-vektori $\vec{r}$ ning ifodasini quyidagi shaklda yozamiz: $\vec{r} = r(\vec{i} \cos \varphi + \vec{j} \sin \varphi)$, bunda $\vec{i}$ – 0A qutb o'qining orti, $\vec{j}$ – 0A dan $\varphi = \frac{\pi}{2}$ burchak tashkil etuvchi o'qning orti (2.3-rasm). U holda M nuqtaning tezligi

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{dr}{dt}(\vec{i} \cos \varphi + \vec{j} \sin \varphi) + r \frac{d\varphi}{dt}(-\vec{i} \sin \varphi + \vec{j} \cos \varphi) .$$

Bu erda $\vec{i} \cos \varphi + \vec{j} \sin \varphi = \frac{\vec{r}}{r}$ – M nuqtaning $\vec{r}$ -radius-vektor yo'nalishiga to'g'ri keluvchi birlik vektor, $-\vec{i} \sin \varphi + \vec{j} \cos \varphi = \vec{e}_\varphi$ – $\vec{r}$ vektorga ortogonal bo'lgan birlik vektor. Shunday qilib,

$$\vec{v}_r = \frac{dr}{dt} \cdot \frac{\vec{r}}{r}, \quad \vec{v}_\varphi = r \frac{d\varphi}{dt} \vec{e}_\varphi . \quad (2.14)$$

Bu formulalardan ko'rinadiki, nuqtaning radial tezligi nuqtadan qutbgacha bo'lgan masofani o'zgarish jadalligini, transversal tezligi esa – qutb burchagi φ ning o'zgarish jadalligini, ya'ni nuqtaning qutb radius-vektori $\vec{r}$ ni aylanish jadalligini harakaterlaydi.

dt vaqtda M nuqtaning qutb radius-vektori $\vec{r}$ qutb O atrofida kichik $d\varphi$

burchakka buriladi va $dS = \frac{1}{2} r^2 d\varphi$ doiraviy sektor yuzasini chizib o‘tadi.

$$\sigma = \frac{dS}{dt} = \frac{1}{2} r^2 \frac{d\varphi}{dt} \quad (2.15)$$

kattalik M nuqtaning **sektorial tezligi** deyiladi.

Nuqtaning to‘g‘ri chiziqli tekis harakatdan tashqari har qanday harakatida uning tezligi o‘zgaradi. Mexanikada nuqtaning $\vec{v}$ tezlik o‘zgarishi jadalligini xarakterlash uchun tezlanish deb ataluvchi vektor fizik kattalik kiritiladi.

Nuqtaning $\vec{v}$ tezligidan vaqt bo‘yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng bo‘lgan $\vec{a}$ vektorga tezlanish deyiladi:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} . \quad (2.16)$$

Shuningdek, (2.8) ga asosan nuqtaning tezlanishi $\vec{r}$ radius-vektordan vaqt bo‘yicha olingan ikkinchi tartibli hosilaga teng:

$$\vec{a} = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} . \quad (2.16'')$$

Nuqta tezlanishini $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ bazis bo‘yicha, ya’ni to‘g‘ri burchakli dekart koordinatalar sistemasining o‘qlari bo‘yicha tashkil etuvchilarga ajratish quyidagi ko‘rinishga ega:

$$\vec{a} = a_x \vec{i} + a_y \vec{j} + a_z \vec{k} , \quad (2.17)$$

bu erda

$$\left. \begin{aligned} a_x &= \frac{dv_x}{dt} = \frac{d^2 x}{dt^2}, \\ a_y &= \frac{dv_y}{dt} = \frac{d^2 y}{dt^2}, \\ a_z &= \frac{dv_z}{dt} = \frac{d^2 z}{dt^2}. \end{aligned} \right\} \quad (2.17')$$

Bu erda v_x, v_y, v_z – nuqta tezligining komponentlari, x, y va z – lar esa shu nuqtaning ko‘rilayotgan vaqt momentidagi koordinatalari.

Agar nuqta traektoriyasi tekislikda yotgan egri chiziqdan iborat bo‘lsa, u holda $\vec{a}$ tezlanish shu tekislikda yotadi. Umumiy holda nuqta traektoriyasi fazoviy egri chiziqdan iborat bo‘lib, $\vec{a}$ tezlanish esa urinuvchi tekislikda yotadi. Urinuvchi tekislikda ikkita tanlangan yo‘nalish bor – traektoriyaga urinma ($\vec{\tau}$ ort) va bosh normal ($\vec{n}$ ort). Shuning uchun $\vec{a}$ vektorni shu yo‘nalishlar, ya’ni $\vec{\tau}, \vec{n}$ bazis bo‘yicha ikkita tashkil etuvchiga ajratish qulaydir:

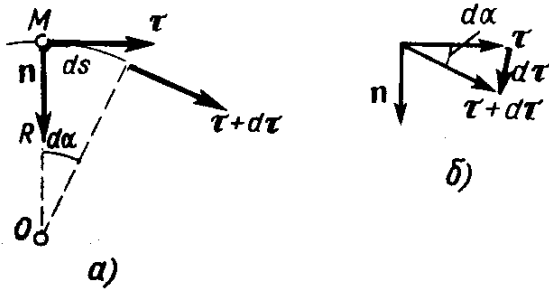
$$\vec{a} = \vec{a}_n + \vec{a}_\tau. \quad (2.18)$$

$\vec{a}_\tau = a_\tau \vec{\tau}$ tashkil etuvchini nuqtaning urinma yoki **tangentsial tezlanishi**, $\vec{a}_n = a_n \vec{n}$ tashkil etuvchini esa nuqtaning **normal tezlanishi** deyiladi. $\vec{a}$ vektor komponentlari a_n va a_τ larning qiymatini topish uchun nuqta tezligi $\vec{v} = v \vec{\tau}$ uchun (2.9) munosabatdan foydalanamiz. Shunday qilib,

$$\vec{a} = \frac{d}{dt}(\nu \vec{\tau}) = \frac{d\nu}{dt} \vec{\tau} + \nu \frac{d\vec{\tau}}{dt} \quad (2.19)$$

Bu erda $d\vec{\tau}$ -nuqtaning kichik dt vaqt ichida traektoriya bo'yicha o'tadigan $dS=\nu dt$ elementar yo'lga mos keluvchi traektoriyaga urinma ortning orttirmasi (2.4,a-rasm).

Traektoriyaning bu qismi kichik bo'lgani uchun uni $d\alpha = \frac{dS}{R} = \frac{\nu}{R} dt$ markaziy burchakka to'g'ri keladigan, markazi O nuqtada bo'lgan R radiusli urinuvchi aylananing mos qismi bilan ustma-ust tushadi deb hisoblash mumkin.



2.4 – rasm.

Traektoriya bo'yicha kichik dS masofaga ko'chishda mos holda urinmaning birlik vektori $d\alpha$ burchakka buriladi deb hisoblash mumkin (2.4,b-rasm). Vektorlar $\vec{\tau}$, $\vec{\tau} + d\vec{\tau}$ va $d\vec{\tau}$ ning teng yonli uchburchagidan ko'rinadiki, $d\alpha$ ning kichikligi sababli $[d\vec{\tau}] = 2[\vec{\tau}] \sin\left(\frac{d\alpha}{2}\right) = d\alpha$, $d\vec{\tau}$ vektorning yo'nalishi esa $\vec{k}$ bosh normalning orti

bilan mos keladi. Shunday qilib,

$$\frac{d\vec{\tau}}{dt} = \frac{d\alpha}{dt} \vec{n} = \frac{\nu}{R} \vec{n} . \quad (2.20)$$

va nuqta tezlanishi uchun (2.19) ifodani qulayroq shaklda qayta yozishimiz mumkin:

$$\vec{a} = \frac{d\nu}{dt} \vec{\tau} + \frac{\nu^2}{R} \vec{n} . \quad (2.21)$$

Nuqtaning urinma tezlanishi (2.21)dan ko'rinadiki,

$$\vec{a}_\tau = \frac{d\nu}{dt} \vec{\tau} \quad (2.22)$$

Nuqtaning urinma tezlanishi tezlik modulining o'zgarish jadalligini xarakterlaydi. Tezlanuvchan harakatda $\frac{d\nu}{dt} > 0$ va $\vec{a}_\tau$ vektor nuqtaning $\vec{r}$ tezlik yo'nalishi bilan mos

tushadi, $\vec{a}$ tezlanishning $\vec{v}$ yo'nalishdagi proeksiyasi esa $a_\tau = \left(\frac{d\nu}{dt}\right) > 0$. Sekinlanuvchan

harakatda $a_\tau = \left(\frac{d\nu}{dt}\right) < 0$ va $\vec{a}_\tau$ vektor $\vec{v}$ tezlik bilan qarama-qarshi yo'nalgan.

Agar nuqtaning tezlik moduli teng vaqt oraliqlarida bir xil kattalikka o'zgarsa, ya'ni bu harakatda $a_\tau = \text{const}$ bo'lsa, nuqtaning bunday harakatini **tekis o'zgaruvchan harakat** deyiladi. Harakatning **tekis tezlanuvchan** holi uchun $a_\tau = \text{const} > 0$, harakatning **tekis sekinlanuvchan** holi uchun $a_\tau = \text{const} < 0$. Tekis harakatda $a_\tau = 0$.

(2.19) va (2.20) dan ko'rinadki, nuqtaning normal tezlanishi

$$\vec{a}_n = \nu \frac{d\alpha}{dt} \vec{n} = \frac{\nu^2}{R} \vec{n} \quad (2.23)$$

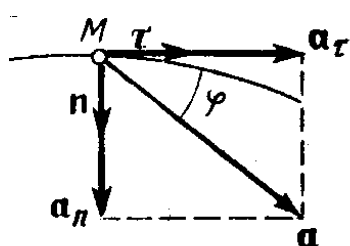
ga teng. U nuqta tezlik vektori yo'nalishining o'zgarish jadalligini harakaterlaydi. Normal tezlanish doimo traektoriyaning egrilik markazi tomon yo'nalgan bo'lib, uning $\vec{n}$ bosh normalga bo'lgan proeksiyasi:

$$a_n = \frac{v^2}{R} \quad (2.23')$$

manfiy bo'lishi mumkin emas. Shu sababdan nuqtaning normal tezlanishini ko'picha **markazga intilma tezlanish** ham deyiladi. Agar nuqta to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan bo'lsa, nuqtaning normal tezlanishi nolga teng bo'ladi. Nuqtaning aylana bo'ylab tekis harakatida $a_n = \text{const}$, biroq aylananing har xil nuqtasida $\vec{n}$ vektorining yo'nalishi har xil bo'lgani uchun $\vec{a}_n = a_n \vec{n}$ vektor o'zgarib turadi.

Nuqtaning tezlanish moduli

$$a = |\vec{a}| = \sqrt{a_\tau^2 + a_n^2} = \sqrt{\left(\frac{dv}{dt}\right)^2 + \left(\frac{v^2}{R}\right)^2} \quad (2.24)$$



2.5- rasm.

Egri chiziqli harakatda nuqtaning tezlanish vektori har doim traektoriyaning botiqligi tomoniga og'gan bo'ladi. 2.5-rasmda ko'rsatilgan nuqtaning egri chiziqli traektoriya bo'ylab tezlanuvchan harakati holida $\vec{a}$ va $\vec{\tau}$ vektorlar orasidagi burchak φ o'tkir. Nuqtaning sekinlanuvchan harakatida φ burchak o'tmas bo'ladi.

Ko'lamli jismdagi ixtiyoriy ikki nuqtani tutashtiruvchi to'g'ri chiziq jism bilan birga ko'chganda o'zining boshlang'ich holatidagi yo'nalishiga parallel qoladigan eng oddiy mexanik harakat qattiq jismning **ilgarilanma harakatidir**.

Er (laboratoriya) sanoq sistemasiga nisbatan, masalan, prujinaga osib qo'yilgan va vertikal to'g'ri chiziq bo'ylab tebranish sodir etayotgan sharcha, barqaror dvigatel silindridagi porshen, shaxta ko'tarmasining kabinasi, tokarlik stanogining keskich va hokazolar ilgarilanma harakatlanadi. 2.6-rasmda ilgarilanma harakatlanayotgan kubning ikkita A va B uchlari, shuningdek, AB diagonaldagi C nuqtasining traektoriyalari ko'rsatilgan. A_0 , B_0 va C_0 nuqtalar vaqtning boshlang'ich paytidagi kubning holatiga to'g'ri keladi. B_0B va C_0C traektoriyalar A_0A bilan bir xil va A_0B_0 to'g'ri chiziq bo'ylab A_0B_0 va A_0C_0 masofalarga parallel ko'chirish vositasida u bilan to'liq ustma-ust tushirilishlari mumkin. Shunday qilib, ilgarilanma harakat qilayotgan jismning hamma nuqtalarini radius vektorlari dt vaqtda ayni bir kattalik $d\vec{r}$ ga o'zgaradi: $d\vec{r}_A = d\vec{r}_B = d\vec{r}_C = d\vec{r}$, bu erda $\vec{r}_A$, $\vec{r}_B$, $\vec{r}_C$, $\vec{r}$ jism A, B, C nuqtalar va ixtiyoriy M nuqtasining radius vektorlari.

Mos ravishda jismning hamma nuqtalarining tezliklari, shuningdek, ularning tezlanishlari vaqtning har bir paytida bir xil bo'lishi kerak:

$$\vec{v}_A = \vec{v}_B = \vec{v}_C = \vec{v} \quad \text{va} \quad \vec{a}_A = \vec{a}_B = \vec{a}_C = \vec{a}.$$

Bu munosabatlardan ko'rinadki, qattiq jismning ilgarilanma harakatini kinematik tavsiflash uchun uning **qandaydir bir nuqtasining harakatini ko'rib chiqish etarlidir**.

Nuhoyat, jismning Ox o'qi bo'yicha tekis o'zgaruvchan to'g'ri chiziqli ilgarilanma harakati uchun o'rta maktabdan ma'lum

$$\vec{a} = \vec{a}_\tau = \vec{a}_x \quad (2.25)$$

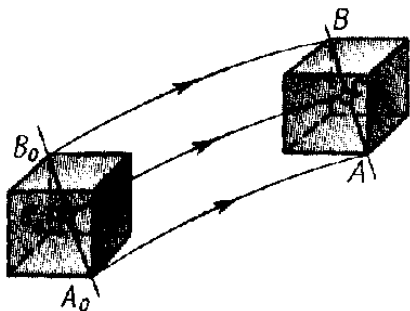
munosabatlarni esga olamiz. $a_x = \left(\frac{dv_x}{dt} \right) = \text{const}$ bo'lganligidan

$$v_x(t) = v_x(0) + a_x t. \quad (2.26)$$

$v_x = \frac{dx}{dt}$ dan jismning qandaydir M nuqtasining x koordinatasini vaqtga bog'liqligi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$x(t) = x(0) + \int_0^t v_x(t) dt = x(0) + v_x(0)t + \frac{a_x t^2}{2}. \quad (2.27)$$

Bu erda $x(0)$ va $v_x(0)$ – vaqtning hisob boshlanishi ($t=0$) paytidagi x va v_x ning qiymatlari.



2.6 – rasm.

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

Asosiy adabiyotlar:

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.
2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1, M., Nauka, 2000g.
3. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola". 2000g.
4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Visshaya shkola", 1991 g
6. D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
7. O'.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.
8. Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent: «O'qituvchi», 1992, 208 b.

Ma'ruza. Egri chiziqli harakat. Aylanma harakat. Qattiq jism kinematikasi.
Burchak tezlik va burchak tezlanish vektorlari.

Reja:

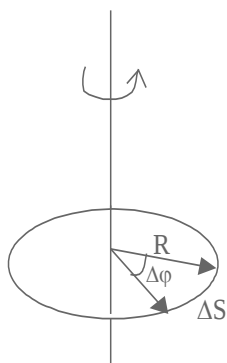
1. Moddiy nuqta aylanma harakat kinematikasi: burchak tezlik, chiziqli tezlik va ular orasidagi bog'lanish. Burchak tezlanish.

2. Hosila va integralning fizikaviy masalalarga tadbiqu. Absolyut qattiq jismning erkinlik darajasi.

1. Moddiy nuqta aylanma harakat kinematikasi: burchak tezlik, chiziqli tezlik va ular orasidagi bog'lanish. Burchak tezlanish.

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.



2.7-rasm

ya'ni

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

$$\omega = \Delta\varphi/\Delta t, \quad (2.28)$$

ω – radian/s.

Moddiy nuqtaning chiziqli tezligi

$$V = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{R \cdot \Delta\varphi}{\Delta t} = R \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = R \cdot \omega. \quad (2.29)$$

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

$$T = 2\pi/\omega. \quad (2.30)$$

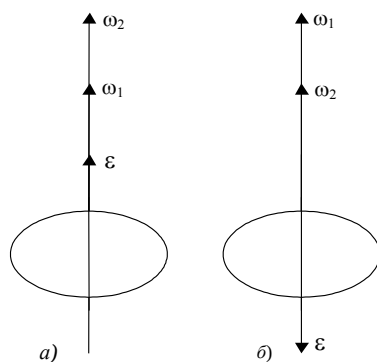
Vaqt birligi ichidagi aylanishlar soni, aylanish takrorligi deyiladi.

$$n = 1/T \quad (2.31)$$

yoki

$$n = 1/(2\pi/\omega) = \omega/2\pi. \quad (2.32)$$

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



2.8-rasm.

$$\varepsilon = d\omega/dt, \quad (2.33)$$

$\varepsilon = \text{rad/s}^2$ da o'lchanadi.

2.33 - tenglikdan burchak tezlanish aylanish o'qi bo'ylab burchak tezlikni ortish yo'nalishi bo'ylab yo'nalganligi kelib chiqadi.

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).

2. 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 $\rho_0 = m/V$

Agar bizni biror elementar hajmdagi zichlik qiziqtirsa

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

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_i etarli darajada kichik, lekin argumentning shu qiymatlari bo'lgan darajada katta bo'lsa $\sum_{i=1}^{\infty} f(y) \Delta y_i$ 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

oʻtilgan yoʻllarning yigʻindisini olishimiz kerak, yaʼni (bu va bundan keyingi oʻrinlarda yigʻindi $\sum_i$ koʻrinishda

berilgan boʻlsa,
$$s = \sum_{i=1}^n s_i = \sum_i V_i \Delta t_i.$$

mazmunida tushunilsin)

Umumiy xolda tezlik vaqt davomida oʻzgarib borganligidan, hisoblash toʻgʻri boʻlishi uchun Δt vaqt oraligʻini shunday tanlashimiz kerakki, bu oraliqda tezlik deyarli oʻzgarmay qolsin. Bu holda

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

tenglik oʻrinli boʻladi. Demak,

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

Fizikada integrallash amalidan fizikaviy kattaliklarning oʻrtacha qiymatlarini hisoblashda ham foydalaniladi. Haqiqatan ham maʼlumki, oʻrtacha tezlik yuqorida koʻrsatilgandek

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

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

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

koʻrinishiga oʻtadi.

Shunday qilib, matematika amallarini fizik masalalarga rasman qoʻllashda formulalarning shakli oʻzgarmasa ham, ularning mazmuni maʼlum darajada oʻzgaradi. Bunday oʻzgarishlar fizikaviy masalani echishni qulay koʻrinishga keltirish uchun sunoiiy 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 toʻliq aniqlashga imkon beruvchi bir-biriga bogʻliq boʻlmagan (mustaqil) kattaliklar soni uning erkinlik darajalari soni deyiladi.*

Tayanch soʻzlar va iboralar: Tekis egri chiziqli harakat, tezlanish, oniy tezlanish, normal va tangentsial tezlanish, burchak tezlik va tezlanish.

Mustahkamlash uchun savollar:

1. Mexanik harakat deb qanday harakatga aytiladi?
2. Vaqt va fazo tushunchasi nimadan iborat?
3. Toʻgʻri 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.

Asosiy adabiyotlar:

1. O. Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.
9. I. V. Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1, M., Nauka, 2000g.
10. A. A. Detlaf, B. M. Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola". 2000g.
11. T. I. Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
12. G. A. Zisman, O. M. Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Visshaya shkola", 1991 g
13. D. V. Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M. Nauka. 1977-90 g
14. O' . Q. Nazarov, H. Z. Ikromova va K. A. Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.
15. Nuomonxo'jaev A. S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent: «O'qituvchi», 1992, 208 b.

Ma'ruza. Yuqoriga tik otilgan jism harakati. Gorizont va gorizontga qiya otilgan jism harakati va ularning harakat tenglamalari.

Reja:

- 1. Jismlarning erkin tushishi**
- 2. Yuqoriga tik otilgan jismning harakati**
- 3. Gorizont otilgan jismning harakati**
- 4. Gorizontga nisbatan burchak ostida otilgan jismning harakati**

1. Jismlarning erkin tushishi

Jismlarning erkin tushishi boshlang'ich tezliksiz to'g'ri chiziqli tekis tezlanuvchan harakatga misol bo'la oladi.

Vakuumda jismlarning faqat og'irlik kuchi ta'sirida Yerga tushishi erkin tushish deyiladi.

Jismlarning erkin tushishini birinchi bo'lib tajribada italiyalik olim Galileo Galiley o'rgandi va erkin tushish qonunlarini aniqladi. Bu qonunlarni ta'riflashdan oldin quyidagi tajribani qilib ko'ramiz.

Uzunligi 1,5 m chamasida bo'lgan va bir uchi kavsharlangan, ikkinchi uchiga esa ichidan havoni so'rib olish uchun jo'mrak mahkamlangan shisha nay olib, uning ichiga turli og'irlik va har xil shakldagi jismlarni, masalan, qush pati, bir bo'lak po'kak, qo'rg'oshin pitra solaylik. Nayni to'ntarib tik vaziyatga keltirib, quyidagi hodisani

kuzatamiz. Nayning ichida havo bo'lganda har xil jismlar turli tezlik bilan tushadi, bunda qush pati qo'rg'oshin pitradan sezilarli orqada qoladi (28- a rasm). Nayning ichidagi havoni so'rib olib, tajribani takrorlasak, barcha jismlarning, ularning og'irligi va shakllaridan qat'iy nazar, nayning tubiga bir vaqtda tushishini ko'ramiz (1- b rasm). Demak, vakuumda hamma jismlar birday tezlanish bilan tushadi.

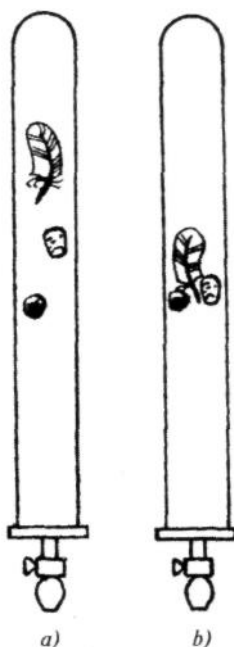
Galiley davrida havo nasoslari bo'lmagani uchun u o'z tajribalarini havoda o'tkazdi. Galiley og'ma minoralardan turli og'irlikdagi jismlarni baravar tashlab yuborganda ularning og'ir-yengilligiga qaramasdan Yerga deyarli bir vaqtda tushishini kuzatdi. Jismlarning harakatiga havoning ko'rsatadigan qarshiligini nazarga olmay, Galiley erkin tushishning quyidagi qonunlarini kashf etdi:

Jismlarning erkin tushishi boshlang'ich tezliksiz to'g'ri chiziqli tekis tezlanuvchan harakatdir.

Yerning muayyan joyida, barcha jismlar bir xil tezlanish bilan tushadi. Bu tezlanish erkin tushish tezlanishi deb ataladi va g harfi bilan belgilanadi.

Yerning aniq shar shaklida emasligi, ya'ni qutblarda biroz yassilanganligi hamda Yerning o'z o'qi atrofida aylanishi sababli, Yerning turli nuqtalarida erkin tushish tezlanishi turli qiymatlarga ega bo'ladi. Agar Yer sirtida ekvatoridan qutbga tomon borilsa, erkin tushish tezlanishining qiymati ortib boradi. U ekvatorida $9,780 \text{ m/s}^2$, qutbda esa $9,832 \text{ m/s}^2$ ga teng. $g=9,80665 \text{ m/s}^2$ bo'lgan erkin tushish tezlanishining qiymati normal qiymat deb hisoblanadi. Bu qiymat Yerning 45° geografik kengligidagi erkin tushish tezlanishining qiymatiga mos keladi.

Amalda Yerning barcha nuqtalarida erkin tushish tezlanishini bir xil deb hisoblab, uning $g=9,8 \text{ m/s}^2=980 \text{ sm/s}^2$ qiymatidan foydalaniladi.



1-rasm

Erkin tushayotgan jism tezligi va yo'li formulalari to'g'ri chiziqli tekis tezlanuvchan harakat formulalaridan farq qilmaydi. Shu sababli boshlang'ich tezliksiz tekis tezlanuvchan harakat tenglamalari (18) va (27) larda s ni h bilan, a ni g bilan almashtirish orqali erkin tushishda tezlik va yoi formulalarini hosil qilamiz:

$$v = gt, \quad (1)$$

$$h = \frac{gt^2}{2}, \quad h = \frac{v^2}{2g}. \quad (1a)$$

$$v = \sqrt{2gh}. \quad (1b)$$

Jismning ma'lum balandlikdan tushishiga ketadigan vaqtni, tushayotgan jismning istalgan nuqtadagi va istalgan paytdagi tezligini va boshqa kattaliklarni yuqorida keltirilgan (1), (1a) va (1b) formulalardan foydalanib hisoblab topish mumkin.

2. Yuqoriga tik otilgan jismning harakati

Yuqoriga tik otilgan jismning harakati to'g'ri chiziqli tekis sekinlanuvchan harakatga misol bo'la oladi.

Ma'lumki, jismlarning Yerga tortilishi tufayli, ular o'z-o'zidan yuqoriga qarab harakat qilmaydilar, ularni yuqoriga otish kerak, ya'ni ularga yuqoriga tik yo'nalgan biror boshlang'ich tezlik berish kerak.

Tajribalarda aniqlanishicha, yuqoriga tik otilgan jism erkin tushayotgan jismning tezlanishiga son jihatdan teng va unga qarama-qarshi yo'nalishli tezlanish bilan harakat qiladi. Shuning uchun bu harakatda tezlik kamaya boradi, binobarin, harakat tekis sekinlanuvchan bo'ladi. Yuqoriga tik otilgan jism tezligi nolga teng bo'lib qolguncha tekis sekinlanuvchan harakat qilib, yuqorilashib boradi. Tezligi nolga teng bo'lgan paytda u eng katta balandlikka (2-rasm, B nuqta) erishadi, so'ngra shu balandlikdan pastga qarab boshlang'ich tezliksiz erkin tusha boshlaydi. Bu yuqori nuqtada otilishning oxirgi va tushishning boshlang'ich tezligi o'zaro teng boiadi ($v = v_0 = 0$).

Agar yuqoriga tik otilgan jismning boshlang'ich tezligi v_0 , t sekunddan keyingi tezligi v , shu vaqt ichida ko'tarilish balandligi h va erkin tushish tezlanishi g bo'lsa, unda quyidagi formulalarni yozish mumkin:

$$v = v_0 - gt. \quad (2)$$

$$h = v_0 t - \frac{1}{2}gt^2, \quad (3)$$

$$h = \frac{v_0^2 - v^2}{2g}. \quad (4)$$

Jism eng yuqori nuqtaga yetganda uning tezligi nolga teng bo'lgani uchun (2) formuladan

$$v_0 = gt \quad (5)$$

va bundan jismning maksimal balandlikka ko'tarilish vaqti

$$t = \frac{v_0}{g} \quad (6)$$

ekanligi kelib chiqadi.



2-rasm

Jismning maksimal ko'tarilish balandligini topishda (28a) formulaga t ning qiymatini (6) formuladan keltirib qo'yamiz, u holda

$$h_{\max} = v_0 \frac{v_0}{g} - \frac{g}{2} \cdot \frac{v_0^2}{g^2} = \frac{v_0^2}{2g} \quad (7)$$

bo'ladi. Jismning tushishini $h_{\max}$ balandlikdan erkin tushishi deb qarash mumkin. Erkin tushishda o'tgan yo'l (1a) formulaga muvofiq $h_{\max} = \frac{v^2}{2g}$ bo'ladi, shuning uchun quyidagi munosabatni yozish mumkin:

$$\frac{v_0^2}{2g} = \frac{v^2}{2g}$$

bundan

$$v_0 = v$$

ekanligini ko'rish qiyin emas. Demak, jismniyuqoriga tik otishda trayektorianing ixtiyoriy nuqtasida ko'tarilish va tushish tezliklari teng bo'ladi (2- rasmga q.), ya'ni jism qanday tezlik bilan yuqoriga tik otilgan bo'lsa, shunday tezlik bilan otinish joyiga qaytib tushadi.

Havoda tik otilgan jism havoning qarshiligi bo'lgani sababli maksimal balandlikka ko'tarila olmaydi va uning qaytib tushgandagi oxirgi tezligi otilgan vaqtdagi boshlang'ich tezlikdan kichik bo'ladi.

Erkin tushishning oxirgi tezligini ifodalovchi (1) formuladan erkin tushish vaqtini topamiz:

$$t = \frac{v}{g} \quad (8)$$

(6) va (8) formulalarni taqqoslab va $v_0 = v$ ekanligini nazarga olib, quyidagi xulosaga kelish mumkin: jismning tik yuqoriga ko'tarilish vaqti erkin tushish vaqtiga teng bo'ladi.

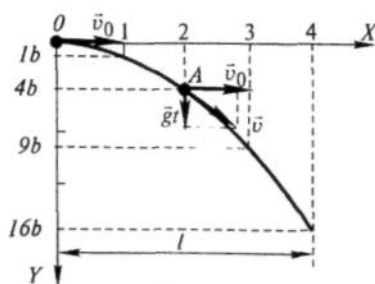
3. Gorizontaal otilgan jismning harakati

Stol ustida turgan sharchani ko'z oldimizga keltiraylik. Agar shu sharchani stol ustidan gorizontaal yo'nalishda turtib yuborsak, u stol chekkasiga yetgach, egri chiziqli harakat bilan Yerga tusha boshlaydi. Sharchaning bu harakati gorizontaal otilgan jism harakatiga misol bo'la oladi. Bunday harakat murakkab bo'lib, u gorizontaal yo'nalishda bo'ladigan v_0 tezlikli to'g'ri chiziqli tekis harakat bilan vertikal yo'nalishda bo'ladigan

g tezlanishli to'g'ri chiziqli tekis tezlanuvchan harakatlar (erkin tushish)ning qo'shilishidan hosil bo'ladi. Biz bu o'rinda havoning jism harakatiga ko'rsatadigan qarshiligini nazarga olmaymiz.

Faraz qilaylik, boshlang'ich payt ($t=0$) da jism v_0 tezlik bilan gorizontal yo'nalishda O nuqtadan otilgan bo'lsin (4-rasm). Sanoq boshi deb O nuqtani olib, unga to'g'ri burchakli koordinatalar sistemasini bog'laymiz. X va Y o'qlar yo'nalishida sharchaning vaqt o'tishi bilan harakat tenglamasi quyidagicha ifodalanadi:

$$\left. \begin{aligned} x &= v_0 \cdot t \\ y &= \frac{1}{2}gt^2 \end{aligned} \right\} \quad (16)$$



4-rasm

Bu tenglamalar sistemasidan t ni yo'qotib, jismning harakat trayektoriyasi tenglamasini topamiz:

$$y = \frac{g}{2} \left(\frac{x}{v_0} \right)^2 = \frac{g}{2v_0^2} x^2$$

Bu ifodada x^2 oldidagi $\frac{g}{2v_0^2}$ o'zgarmas kattalik bo'lgani uchun uni b orqali belgilab,

$$y = bx^2 \quad (17)$$

ifodani hosil qilamiz. Bu ifoda gorizontal otilgan jism harakat trayektoriyasining tenglamasidir. Uning ko'rinishini aniqlash uchun x ga ixtiyoriy, masalan, 1, 2, 3 va hokazo qiymatlar berib, bu qiymatlarga mos keladigan y ning qiymatlarini (17) formula yordamida hisoblab topish va olingan natijalarga asoslanib, y ning x ga bog'lanish grafigini chizish lozim. x va y ning qiymatlari quyidagi jadvalda keltirilgan:

x	0	1	2	3	4
$y = bx^2$	0	b	$4b$	$9b$	$16b$

(16) formuladan y ning yo'nalishi g ning yo'nalishi bilan mos kelishi ko'rinib turibdi (chunki $t^2 > 0$). Shuning uchun OY o'qini 0 nuqtadan pastga tomon yo'naltirib (4-rasmga q), koordinata o'qlariga tanlab olingan masshtabda jadvaldagi kattaliklarni qo'yib, olingan nuqtalarni birlashtiramiz. Bu egri chiziq gorizontal otilgan jismning harakat trayektoriyasi bo'ladi. Uni 3-rasmda tasvirlangan parabola bilan taqqoslab, gorizontal otilgan jismning harakat trayektoriyasi parabolaning bir tarmog'i ekanligini ko'rishimiz mumkin.

Gorizontal otilgan jismning uchish vaqti

$$t = \sqrt{\frac{2y}{g}} \quad (18)$$

va uchish uzoqligi

$$l = x_m = v_0 \cdot t = v_0 \cdot \sqrt{\frac{2y}{g}} \quad (19)$$

formulalardan aniqlanadi.

Trayektoriya ning ixtiyoriy A nuqtasidagi tezlik $\vec{v}$ jism tezligining gorizont v_x va vertikal v_y tashkil etuvchilari ustida chizilgan parallelogramm diagonali sifatida aniqlanadi:

$$\vec{v} = \vec{v}_x + \vec{v}_y \quad \text{yoki} \quad v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}.$$

Gorizont otilgan jism uchun $v_x = v_0$ va $v_y = gt$ bo'lganidan

$$v = \sqrt{v_0^2 + g^2 t^2} \quad (20)$$

bo'ladi.

4. Gorizontga nisbatan burchak ostida otilgan jismning harakati

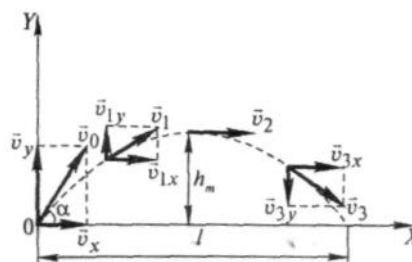
Biror jism gorizont bilan α burchak tashkil qiluvchi va son qiymati v_0 ga teng bo'lgan boshlang'ich tezlik bilan otilgan, deb faraz qilaylik. Shu jism harakat trayektoriyasining ko'rinishini, uning harakat vaqtini, ko'tarilish balandligini va uchish uzoqligini aniqlaylik.

Jismning harakatini Yerga nisbatan qarab, Yerni sanoq boshi sistemasi qilib olamiz va unga to'g'ri burchakli koordinatalar sistemasini joylashtiramiz (3- rasm). Havoning qarshiligini e'tiborga olinmasa, 3-rasmda qabul qilingan belgilarga muvofiq, jism tezligining tashkil etuvchilari uchun quyidagi ifodalarni yoza olamiz:

$$\left. \begin{aligned} v_x &= v_0 \cos \alpha \\ v_y &= v_0 \sin \alpha - gt \end{aligned} \right\}. \quad (9)$$

Oxirgi formuladan va 3-rasmdan ko'rinishicha, jism tezligining vertikal tashkil etuvchisi awal yuqoriga tik yo'nalgan bo'ladi va vaqt o'tishi bilan kamayib boradi, so'ng esa o'z yo'nalishini pastga tomon tik o'zgartiradi. Jismning koordinatalari vaqt o'tishi bilan o'zgaradi. Shuning uchun ularni vaqtning funksiyalari sifatida quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\left. \begin{aligned} x &= v_0 \cos \alpha \cdot t \\ y &= v_0 \sin \alpha \cdot t - \frac{gt^2}{2} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$



3-rasm

Jismning harakati gorizonttal yo'nalishda v_x tezlikli tekis harakat bilan v_y boshlang'ich tezlikda yuqoriga vertikal yo'nalgan tekis sekinlanuvchan harakat yig'indisidan iborat bo'lgan murakkab harakatdir. x va y ning (10) dagi ifodalaridan t vaqtni yo'qotib, trayektoriya tenglamasini topamiz:

$$y = tg\alpha \cdot x - \frac{g}{2v_0^2 \cdot \cos^2 \alpha} \cdot x^2$$

Bu yerda α – berilgan burchak va v_0 – boshlang'ich tezlikning son qiymati bo'lgani sababli x va x^2 oldidagi koeffitsientlar o'zgaras kattalikdir, ularni a va b bilan belgilasak, u holda

$$y = ax - bx^2 \quad (11)$$

bo'ladi, bu parabola tenglamasidir. Demak, gorizontga nisbatan burchak ostida otilgan jism parabola bo'yicha harakat qilar ekan. Trayektoriyaning eng yuqori nuqtasida tezlikning vertikal tashkil etuvchisi nolga teng ($v_y = 0$). Shuning uchun jismning maksimal balandlikka ko'tarilish vaqti t_1 ni (9-formula)

$$v_0 \sin \alpha - gt_1 = 0$$

tenglikdan aniqlash mumkin, bundan

$$t_1 = \frac{v_0 \cdot \sin \alpha}{g} \quad (12)$$

bo'ladi.

Jismning ko'tarilish balandligi faqat tezlikning vertikal tashkil etuvchisiga bog'liq. Maksimal ko'tarilish balandligi h_m ni (10) formuladagi y ning ifodasiga maksimal balandlikka ko'tarilish vaqti (t_1) ning qiymatini qo'yib aniqlanadi, ya'ni

$$h_m = v_y \cdot t_1 - \frac{gt_1^2}{2} = v_0 \sin \alpha \cdot \frac{v_0 \sin \alpha}{g} - \frac{g}{2} \left(\frac{v_0 \sin \alpha}{g} \right)^2 = \frac{v_0^2 \sin^2 \alpha}{2g} \quad (13)$$

Jismning ko'tarilish vaqti uning tushish vaqtiga teng ekanligi ko'rsatilgan edi. Shuning uchun jismning uchish vaqti

$$t = 2t_1 = \frac{2v_0 \sin \alpha}{g} \quad (14)$$

munosabatdan topiladi.

Jismning uchish uzoqligi tenglikning faqat gorizonttal tashkil etuvchisiga bog'liq. Shuning uchun t uchish vaqtining qiymatini (10) ga x ning ifodasiga keltirib qo'yib, jismning uchish uzoqligi l ni topish mumkin:

$$l = v_x \cdot t = v_0 \cos \alpha \cdot \frac{2v_0 \sin \alpha}{g} = \frac{v_0^2}{g} \sin 2\alpha \quad (15)$$

Oxirgi formuladan ko'rinadiki, boshlang'ich tezlikning ma'lum qiymatida $\alpha = 45^\circ$ bo'lganda jism eng uzoqqa borib tushadi.

Yuqoridagi formulalarning hammasi jism vakuumda harakat qilgandagina to'g'ri bo'ladi. Jismning havodagi harakatiga havo qarshiligi anchagina ta'sir ko'rsatadi. Harakat vaqtida havo qarshiligi tufayli jismning tezligi kamayib boradi, natijada trayektoriya parabola emas, balki murakkab egri chiziqdan iborat bo'ladi.

Tayanch soʻzlar va iboralar: Erkin tushish, Harakatlanish vaqti, koʻtarilish balandligi, uchish uzoqligi, Egri chiziqli harakat, tezlanish, oniy tezlanish, normal va tangentsial tezlanish.

Mustahkamlash uchun savollar:

1. Gorizontga nisbatan burchak ostida otilgan jism harakatining trayektoriyasi qanday?
2. Gorizontga nisbatan burchak ostida otilgan jism trayektoriya tenglamasini keltirib chiqaring.
3. Gorizont otilgan jism qanday trayektoriya bilan harakatlanadi?
4. Gorizont otilgan jism trayektoriya tenglamasini keltirib chiqaring.

Asosiy adabiyotlar

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "Oʻqituvchi". 1991.
2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1, M., Nauka, 2000g.
3. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola". 2000g.
4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Visshaya shkola", 1991 g
6. D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka. 1977-90 g
7. Oʻ.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "Oʻzbekiston", 1992, 279 bet.
8. Nuomonxoʻjaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent: «Oʻqituvchi», 1992, 208 b.

Maʼruza. Dinamika. Kuch va uzaro taʼsir. Nʼyuton qonunlari. Erkin boʻlmagan harakat.

Reja:

1. Dinamikaning asosiy vazifasi. Inersial sanoq sistemasi tushunchasi. Nyutonning birinchi qonuni. Massa va impuls.

2. Nyutonning ikkinchi qonuni. Kuch-impulsdan vaqt boʻyicha olingan birinchi tartibli hosila.

3. Nyutonning uchinchi qonuni. Nyuton qonunlarini zamonaviy talqin etilishi. Moddiy nuqta harakatini klassik usulda ifodalashning chegarasi.

4. Massa markazi. Massa markazining harakati haqidagi teorema.

1. Dinamikaning asosiy vazifasi. Inersial sanoq sistemasi tushunchasi.

Nyutonning birinchi qonuni. Massa va impuls.

Mexanikaning kinematika qismida harakat qonunlarini oʻrganish bu harakatlarni yuzaga keltirgan sabablar bilan bogʻlanmagan holda olib boriladi. Mexanikaning dinamika boʻlimida esa jismlar harakatini mazkur harakatni yuzaga keltiruvchi sabablar mohiyati bilan bogʻlab oʻrganiladi. 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.

Harakat jarayonida moddiy nuqta (yoki moddiy nuqtalar tizimi)ning koordinatalari, ya'ni radius – vektori o'zgaradi.

Tajriba ko'rsatadiki, moddiy nuqtaning berilgan vaqtdagi holati uning radius-vektori $\mathbf{r}$ va tezligi $\mathbf{V}$ bilan, ya'ni uning x, y, z koordinatalari hamda koordinata o'qlari bo'yicha tezlikning proeksiyalari V_x, V_y, V_z bilan aniqlanadi. N ta moddiy nuqtadan iborat tizimning berilgan vaqtdagi holati tizimdagi moddiy nuqtalarining radius -vektorlari $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N$ va ularning tezliklari $\mathbf{V}_1, \mathbf{V}_2, \dots, \mathbf{V}_N$ bilan ifodalanadi. Demak, har bir moddiy nuqtaning holati bir-biriga bog'liq bo'lmagan ikkita vektor kattalik, $\vec{r}$ va $\vec{V}$ bilan aniqlanadi. Har bir moddiy nuqta fazoda 3 tadan erkinlik darajasiga ega bo'lganligi uchun N ta moddiy nuqtadan iborat tizimning harakatini aniqlovchi kattaliklar soni $6N$ ga teng bo'ladi.

Jism inertligining o'lchovi bo'lib, massa deb ataladigan fizik kattalik xizmat qiladi. Demak, jismning massasi naqadar katta bo'lsa, uning inertligi ham shu qadar oshadi. Massa jismning eng asosiy xossaligidan biridir.

Tajribalarning ko'rsatishicha shakllari bir xil, massalari esa m_1 va m_2 bo'lgan jismlarning har biriga bir xil tashqi kuch bilan ta'sir etsak, ular olgan tezlanishlar (a_1 va a_2) mazkur jismlarning massalariga teskari mutanosibdir, ya'ni

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{m_2}{m_1}.$$

Har qanday jismning massasi etalon sifatida qabul qilingan jism massasi bilan taqqoslash orqali o'lchanadi. Bu usulda jismlarning erkin tushish qonuniyatidan foydalaniladi. Erkin tushish esa jismlarga Er tortish kuchi ta'sirining natijasidir. Er yuzining har bir nuqtasi uchun jismlarning erkin tushishidagi tezlanishi o'zgarmas kattalik bo'lib, g ga teng va massasi m bo'lgan jismga $R = mg$ kattalikdagi kuch ta'sir etadi. Tarozi pallasiga qo'yilgan jism pallani *og'irlik kuchiga* teng kuch bilan bosadi. Shu tufayli ikki jism massalarining nisbati ular og'irliklarining nisbati kabidir:

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{P_1}{P_2}.$$

Jism massasi skalyar kattalik bo'lib, uning og'irligi esa vektor kattalikdir. Bu vektor erkin tushish tezlanishi yo'nalishida Erning markazi tomon yo'nalgan.

Tajribalarning ko'rsatishicha, massa additiv kattalikdir, ya'ni jism massasi uning ayrim bo'laklari massalarning yig'indisiga teng. Mexanikaviy tizimning massasi tizimning tarkibiga kiruvchi barcha jismlar massalarining yig'indisiga teng.

Jismga boshqa jismlar ta'sir etmasa, uni erkin jism deyiladi. Lekin tabiatda erkin jismlar mavjud emas, chunki tabiiy sharoitda har qanday jism boshqa jismlar ta'sirida bo'ladi.

Nyutonning birinchi qonunini qanoatlantiradigan sanoq tizimlari inersial sanoq tizimlari deyiladi. Boshqacha aytganda, inersial sanoq tizimi deb shunday sanoq tizimiga aytiladiki, unda erkin jism tinch holatda bo'ladi yoki o'zgarmas tezlik bilan

to'g'ri chiziqli harakat qiladi. O'z-o'zidan ravshanki, agar biror inersial sanoq tizimini tanlab olgan bo'lsak, u holda unga nisbatan to'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotgan boshqa sanoq tizimlari ham inersial sanoq tizimi bo'ladi.

Ingliz fizigi Isaak Nyutonning "Natural falsafaning matematik asoslari" (1687 y) degan asarida dinamika qonunlari bayon etilgan.

Agar jismga boshqa jismlar ta'sir etmasa, o'zining tinchlikdagi holatini yoki harakatdagi holatini saqlaydi.

Jismni tinch yoki harakatdagi holatini tashqi kuchlar ta'sir etmaganda saqlash xususiyati, jismni inertligi deyiladi. Shuning uchun ham Nyutonning I qonunini inersiya qonuni deb ham aytiladi. Nyuton birinchi qonunining to'g'riligi tajribalardan olingan natijalarni umumlashtirishdan kelib chiqadi.

Nyuton qonunlari bajariladigan tizim inersial sanoq tizimi deyiladi. Bu sistema boshqa inersial sistemaga nisbatan tinch holatda yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatda bo'lishi kerak. *Koordinata boshi Kuyoshda, o'qlari yulduzlarga qarab ketgan geliotsentrik sistema inersial sanoq sistemasi bo'ladi.* Bu sistemada Nyutonning birinchi qonuni aniq bajariladi.

Tajribalardan ma'lumki, o'zgarmas kuch ta'sirida turli jismlar turlicha tezlanishlar oladilar. Jismlar olgan tezlanish jismning xususiyatiga (uning massasiga) bog'liq bo'ladi.

2. Nyutonning ikkinchi qonuni. Kuch-impulsdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila

Jismning massasi - materiya xususiyatini xarakterlovchi fizikaviy kattalik bo'lib, u jismning inertligi va gravitatsion xususiyatini ifodalaydi. Jism tezligini o'zgartirib, unga tezlanish beradigan vektor kattalikka kuch deyiladi.

Moddiy nuqta mexanik harakatini tashqi kuchlar ta'sirida qanday o'zgarishi dinamikaning asosiy ikkinchi qonunida bayon etiladi. Ixtiyoriy biror jismga $F_1, F_2, \dots$ kuchlar ta'sir etsa, bu kuchlar ta'sirida jism moc ravishda $a_1, a_2, \dots$, tezlanishlar oladi. Biroq $F_1/a_1 = F_2/a_2 = \dots = \text{const}$ bo'lib, bu kattalik jism inertligini ifodalaydi. Agar turli kuchlar biror jismga ta'sir etsa, jism olgan tezlanish kuchlarning teng ta'sir etuvchisiga tug'ri proporsional bo'ladi, ya'ni

$$a \sim F \quad (m = \text{const}) \quad (3.1)$$

Agar turli massali jismlarga bir xil kuch ta'sir etsa, jismlar olgan tezlanishlar turlicha bo'ladi. Jismlar massalari qancha katta bo'lsa, ular olgan tezlanishlar shuncha kichik bo'ladi.

$$a \approx \frac{1}{m} \quad (3.2)$$

(3.1) va (3.2) tengliklardan

$$a = k \frac{F}{m} \quad (3.3)$$

deb yozamiz. (3.3) - tenglik Nyutonning ikkinchi qonunini ifodalaydi. Bu ifodaga ko'ra, jism olgan tezlanish kuchga to'g'ri, jism massasiga teskari proporsional bo'ladi. Nyutonning ikkinchi qonuni inersial sanoq sisitemasi uchun o'rinalidir. Birinchi qonun Nyuton ikkinchi qonunining xususiy xoli sifatida qaraladi. Sistemaga qo'yilgan

kuchlarning teng ta'sir etuvchisi nolga teng bo'lganda, jism olgan tezlanish xam nolga teng bo'ladi.

Halqaro birliklar tizimi (SI) da (3.3) - tenglikdagi proporsional lik koeffitsienti $k = 1$ bo'lgani uchun

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

yoki

$$F = ma = m * \left(\frac{dV}{dt} \right) \quad (3.4)$$

bo'ladi. Jism massasi klassik mexanikada o'zgarmas miqdor bo'lgani uchun (3.4) - tenglikni:

$$F = \frac{d(mV)}{dt} \quad (3.5)$$

kabi yozish mumkin. *Moddiy nuqta massasini tezligiga ko'paytmasi uning harakat miqdorini (impulsini) belgilaydi, ya'ni*

$$R = mV \quad (3.6)$$

Bu tenglikni (3.5) ga qo'yib

$$F = \frac{dP}{dt} \quad (3.7)$$

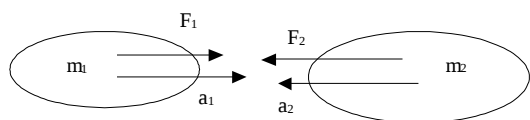
ni hosil qilamiz. (3.7) - tenglik Nyutonning ikkinchi qonunini umumiy ko'rinishini ifodalaydi. (3.7) ga ko'ra *jismga ta'sir etuvchi kuch impulsdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng ekan.*

3. Nyutonning uchinchi qonuni. Nyuton qonunlarini zamonaviy talqin etilishi. Moddiy nuqta harakatini klassik usulda ifodalashning chegarasi.

Nyutonning III-qonuniga ko'ra *ikki jism o'rtasidagi o'zaro ta'sir kuchlari miqdor jihatidan teng yo'nalishi qarama-qarshi bo'ladi, ya'ni*

$$\mathbf{F}_1 = -\mathbf{F}_2 \quad (3.8)$$

Masalan, massalari m_1 va m_2 bo'lgan turli ishorali zaryadlangan ikki jismni ko'raylik (3.1-rasm).



3.1-rasm

$\mathbf{F}_1$ va $\mathbf{F}_2$ kuchlar ta'sirida jismlar $\mathbf{a}_1$ va $\mathbf{a}_2$ tezlanishlar oladi. Ikkinchi qonunga ko'ra

$$G'_1 = m_1 \mathbf{a}_1 \text{ va } F_2 = m_2 \mathbf{a}_2 \quad (3.9)$$

3.8 va 3.9-tengliklardan

$$m_1 \mathbf{a}_1 = -m_2 \mathbf{a}_2$$

yoki

$$\mathbf{a}_1 = -\frac{m_2 \mathbf{a}_2}{m_1},$$

ya'ni o'zaro ta'sirlashuvchi jismlar tezlanishlari ularning massalariga teskari proporsional bo'lib, qarama-qarshi tomonga yo'nalgan bo'ladi.

4. Massa markazi. Massa markazining harakati haqidagi teorema

Ko'p hollarda bir necha jism (moddiy nuqtalar)dan iborat mexanikaviy tizimning harakat qonunlarini o'rganish bilan ish ko'rishga to'g'ri keladi. Bunday tizimning harakat qonunlarini o'rganishda mazkur tizim tarkibidagi jismlarning unda qanday taqsimlanganligini yoki bu jismlar bir-biriga nisbatan tizimda qanday joylashganligini bilish zaruriyati tug'iladi. SHu munosabat bilan inersiya markazi (massa markazi) degan tushuncha (inersiya markazi va massa markazi atamaları aynan bir maonoda ishlatiladi, chunki jismning massasi uning inersiya o'lchovidir) kiritiladi.

Inersiya markazi va og'irlik markazi degan tushunchalar orasida quyidagi farq borligini esdan chiqarmaslik kerak: og'irlik markazi-bir jinsli og'irlik kuchi maydonida joylashgan qattiq jismlar uchungina maonoga ega; inersiya markazi esa hech qanday maydon bilan bog'liq emas va ixtiyoriy mexanikaviy tizim uchun o'rinlidir. Og'irlik kuchi maydonida joylashgan qattiq jismlar uchun inersiya markazi va og'irlik markazi bir-biri bilan mos tushadi, ya'ni bir nuqtada joylashgan bo'ladi. Inersiya markazi massaning taqsimlanishini tasvirovchi geometrik nuqta bo'lib, uning vaziyati koordinatalar boshiga nisbatan $\vec{r}_c$ radius-vektor bilan quyidagicha aniqlanadi.

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

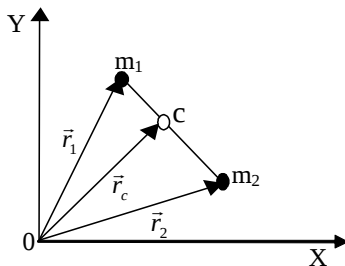
ya'ni:

$$\vec{r}_c = \frac{1}{m} \sum_i m_i \vec{r}_i, \quad (3.10)$$

bu erda

m_i - tizimga mansub, i -jismning massasi;

r_i - koordinatalar boshi O ga nisbatan i -jismning vaziyatini aniqlovchi radius-vektor; $m = m_1 + m_2 + \dots + m_n$ - tizimning umumiy massasi.



3.2-rasm

Soddalashtirish maqsadida ikkita jismdan iborat tizimni olib qaraylik (3.2-rasm). Massalari m_1 va m_2 bo'lgan jismlarning vaziyatlari koordinata boshi O ga nisbatan mos ravishda $\vec{r}_1$ va $\vec{r}_2$ radius-vektorlar bilan berilgan bo'lsa, bu ikki jismdan iborat tizimning inersiya markazi

$$\vec{r}_c = \frac{m_1\vec{r}_1 + m_2\vec{r}_2}{m_1 + m_2}$$

formula orqali ifodalanib, ikki jismning geometrik markazlarini birlashtiruvchi to'g'ri chiziqda yotadi.

(3.10) tenglama vektor orqali ifodalangan tenglamadir, lekin inersiya markazlarining vaziyatini aniqlovchi mazkur radius-vektorni uning koordinata o'qlaridagi proektsiyalar orqali ham ifodalash mumkin:

$$X_c = \frac{1}{m} \sum_i m_i x_i, Y_c = \frac{1}{m} \sum_i m_i y_i, Z_c = \frac{1}{m} \sum_i m_i z_i, \quad (3.11)$$

bunda

m - tizimining umumiy massasi;

x_i, y_i, z_i - tizim tarkibidagi i - jismning koordinatalari.

Xususiy holda, agar tizim massalari m_1 va m_2 bo'lgan ikkita jismdan iborat bo'lsa va ularni X o'qi bo'yicha joylashtirsak, inersiya markazining koordinatasi

$$X_c = \frac{m_1 x_1 + m_2 x_2}{m_1 + m_2}$$

bo'ladi. Tizim inersiya markazini aniqlovchi radius-vektor r_c dan vaqt bo'yicha olingan hosila (r_c ning birlik vaqt davomida o'zgarishi) inersiya markazining tezligini ifodalaydi:

$$V_c = \frac{dr_c}{dt} \quad (3.12)$$

(3.10) formulani (3.12) ga qo'yib, inersiya markazining tezligi uchun

$$V_c = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{m} \sum_i m_i r_i \right) = \frac{1}{m} \sum_i m_i \frac{dr_i}{dt} = \frac{1}{m} \sum_i m_i V_i = \frac{1}{m} \sum_i P_i \quad (3.13)$$

ga ega bo'lamiz; bu erda V_i va P_i mos ravishda i -jismning tezligi va impulsi; ravshanki

$$P = \sum_i P_i = \sum_i m_i V_i \quad (3.14)$$

tizimning to'la impulsi bo'lib, ko'pincha R -inersiya markazining impulsi ham deyiladi; m -tizimining umumiy massasi ya'ni:

$$m = m_1 + m_2 + \dots + m_n = \sum_i m_i. \quad (3.15)$$

Endi (3.14) ni ko'zda tutib, (3.13) ifodani quyidagicha yozamiz:

$$V_c = \frac{P}{m} \text{ yoki } R = m V_s$$

Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan tizimning to'la impulsidan vaqt bo'yicha olingan hosila shu tizimga ta'sir etayotgan tashqi kuchlarning vektor yig'indisiga teng:

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = m \frac{d\vec{V}_c}{dt} = m \vec{a}_c = \vec{F}_r, \quad (3.16)$$

bu erda

$\vec{a}_c$ - inersiya markazining tezlanishi,

$\vec{F}_r$ - tizimga ta'sir etayotgan tashqi kuchlarning vektor yig'indisi.

Berk tizimda unga ta'sir etuvchi tashqi kuchlar mavjud emas yoki tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi nolga teng ($F_t = 0$). U holda oxirigi tenglikdan inersiya markazining tezlanishi

$$a_c = \frac{dV_c}{dt} = 0$$

bo'ladi. Bundan $V_s = \text{const}$ ekanligi kelib chiqadi. Bu xulosa inersiya markazining saqlanish qonunini ifodalaydi va u quyidagicha taoriflanadi: *berk tizimning inersiya markazi to'g'ri chiziqli bo'ylab tekis harakat qiladi yoki tinch holatda bo'ladi.*

Tizim impulsining saqlanish qonunidan massaning additivlik qonuni kelib chiqadi.

Tizimning massasi uning tarkibidagi ayrim jismlar massalarining yig'indisiga teng.

Inersiya markazi tushunchasi bir necha jismdan iborat bo'lgan tizim harakatini tavsiflashda ancha qulayliklarga ega. Shu maqsadda (3.16) formulani quyidagicha yozamiz:

$$m \frac{d\vec{V}_c}{dt} = \vec{F}_T, \quad (3.17)$$

ma'lumki, bu erda

V_s - inersiya markazining tezligi,

F_t - tizimga ta'sir etayotgan barcha tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi (ichki kuchlarning teng ta'sir etuvchisi nolga teng).

Demak, tizim inersiya markazining olgan tezlanishi, ya'ni dV_s/dt tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisiga to'g'ri va tizim tarkibidagi jismlar massalarining yig'indisiga teskari mutanosibidir.

Ko'rinib turibdiki, bu formula shaklan massasi m va tezligi V bo'lgan bitta moddiy nuqtaning tashqi F_t kuch ta'sirida qilayotgan harakatini ifodalovchi tenglamaga o'xshashdir. Shuning uchun bu formula inersiya markazining harakat tenglamasini ifodalaydi va u quyidagi xulosaga olib keladi: *tizimning inersiya markazi tashqi kuchlar ta'sirida massasi tizim tarkibidagi barcha jismlarning massasiga teng bo'lgan moddiy nuqta kabi harakatlanadi. Bu xulosa inersiya markazining harakati haqidagi teorema deb ataladi.*

(3.17) formuladan ko'rinadiki, inersiya markazining tezligini o'zgartirish uchun tizimga tashqi kuchlar ta'sir etishi kerak; tizim tarkibidagi jismlarning o'zaro ta'siri tufayli vujudga keladigan ichki kuchlar o'sha jismlarning inersiya markaziga nisbatan tezliklarini o'zgartirsa-da, bu kuchlar inersiya markazining holatini, harakat yo'nalishini va tezligini o'zgartira olmaydi.

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.

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?
10. Massa markazi va og'irlik markazi deganda nimalarni tushunasiz?

Asosiy adabiyotlar

9. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.

10. I.V. Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1, M., Nauka, 2000g.
11. A.A. Detlaf, B.M. Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola". 2000g.
12. T.I. Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
13. G.A. Zisman, O.M. Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Visshaya shkola", 1991 g
14. D.V. Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M. Nauka. 1977-90 g
15. O'.Q. Nazarov, H.Z. Ikromova va K.A. Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.
16. Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent: «O'qituvchi», 1992, 208 b.

Ma'ruza. Impuls. Kuch va jism impulsi. O'zgaruvchan massali jism harakati. Meshcherskiy tenglamasini keltirib chiqarish.

Reja:

1. Harakat miqdori. Kuch impul'si.

2. O'zgaruvchan massali jismlarning harakati. Reaktiv harakat

1. Harakat miqdori. Kuch impul'si.

Dastlab o'zgarmas f kuch ta'sirida vujudga kelayotgan harakatni, ya'ni w tezlanish vektorining o'zgarmas qiymati bilan xarakterlanadigan harakatni tekshiraylik. Jismning tezligi Δt vaqt oralig'ida $\Delta v = v_2 - v_1$ kattalikka o'zgarsin. U holda:

$$w = \frac{\Delta v}{\Delta t} = \frac{v_2 - v_1}{\Delta t};$$

w tezlanishning bu qiymatini Nyutonning ikkinchi qonuni

$$\frac{v_2 - v_1}{\Delta t} = k \frac{f}{m} \text{ yoki } \frac{mv_2 - mv_1}{\Delta t} = kf. \quad (1)$$

ga qo'ysak:

$mv_2 - mv_1$ ayirma mv_2 va mv_1 kattaliklarning vektor ayirmasi ekanini nazarda tutish kerak. Jismning tezlik vektori v ni uning massasiga ko'paytirishdan hosil bo'ladigan mv kattalik harakat miqdori K deyiladi. Harakat miqdori

$$K = mv \quad (2)$$

vektor kattalik bo'lib, uning yo'nalishi tezlik vektori v ning yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi.

(1) ifodani harakat miqdori orqali yozsak,

$$\frac{K_2 - K_1}{\Delta t} = kf \text{ yoki } \frac{\Delta K}{\Delta t} = kf \quad (3)$$

bo'ladi; bunda ΔK - harakat miqdori vektorining o'zgarishidir. (3) tenglik tekis o'zgaruvchan harakatda harakat miqdorining vaqt birligidagi o'zgarishi qo'yilgan kuchga proporsional bo'lishni va yo'nalishi kuch ta'sir qilayotgan yo'nalish bilan bir xil bo'lishini ko'rsatadi.

(3) tenglikdan foydalalib, kuchga quyidagicha ta'rif berish ham mumkin: jismga ta'sir qilayotgan kuch son qiymati shu jism harakat miqdorining vaqt birligidagi

o'zgarishiga proporsional bo'lib, yo'nalishi harakat miqdori o'zgarishining yo'nalishi bilan bir hil bo'lgan vektor kattalikdir.

Naqt o'tishi bilan o'zgaradigan f kuch ta'siridagi ixtiyoriy tekismas harakat uchun (3) ifodani umumlashtiramiz. Bu holda (3) tenglikda Δt ni vaqtning cheksiz kichik o'zgarishi deb hisoblashimiz kerak, ya'ni:

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta K}{\Delta t} = kf, \quad (3a)$$

bunda vektor f - kuchning berilgan paytdagi qiymatidir.

Keltirilgan mulohazalarga asosan, 15-paragrafdagi (3) tenglik bilan bu paragrafdagi (3a) tenglik bir-biriga tamomila ekvivalentdir, chunki ularning ikkinchisi bevosita birinchisidan keltirib chiqarilgan; ularning har ikkalasi ham Nyutonning ikkinchi qonunining aniq mazmunini ifodalaydi. Biroq, bu ekvivalentlik jismning massasi m o'zgarmas kattalik bo'lib, jismning tezligiga bog'liq emas deb qaralganda mavjud bo'ladi. Bunday qarash jismning tezligi yorug'lik tezligiga nisbatan juda kichik bo'lgandagina to'g'ri bo'ladi. Yorug'lik tezligiga yaqin tezliklarga ega bo'lgan harakatlarda m massa o'zgarmas bo'lib qolmaydi, u v tezlikka bog'liq bo'ladi. Bunday tezliklarga ega bo'lgan harakatlar nisbiylik nazariyasining mexanikasiga bo'ysunadi. Biroq, bu holda (3a) ifoda o'z ma'nosini yo'qotmaydi; shunday qilib, 15-paragrafdagi (3) tenglikka qaraganda (3a) tenglik Nyutonning ikkipchi qonunining umumiy ifodasidir. Kuchning muayyan bir paytdagi qiymati bilan bir qatorda uning Δt vaqt oralig'idagi o'rtacha qiymati $\bar{f}$ dan ham foydalanishimiz mumkin. U xolda (3a) o'rniga

$$\frac{\Delta K}{\Delta t} = k\bar{f}$$

yoki

$$\bar{f}\Delta t = k'\Delta K = k'(mv_2 - mv_1) \quad (4)$$

ifodani xosil qilamiz, bunda $k' = \frac{1}{k}$.

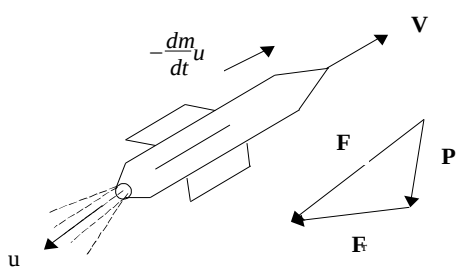
Kuchning o'rtacha qiymati $\bar{f}$ ni u ta'sir qilayotgan Δt vaqt oralig'iga ko'paytirish natijasida hosil bo'ladigan $\bar{f} \Delta t$ kattalik kuch impulsi deyiladi. Kuch impul'si vektor kattalikdir. (4) tenglik uqtiradiki, kuch impul'sining vektori kattalik bo'yicha harakat miqdorining kuch impul'si olinayotgan vaqt oralig'ida o'zgarishiga proporsional bo'lib, u bilan bir xil yo'nalishga ega bo'ladi.

2. 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,

$$\vec{F} = \frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{d(m\vec{g})}{dt} = \vec{g} \frac{dm}{dt} + m \frac{d\vec{g}}{dt} = \vec{g} \frac{dm}{dt} + m\vec{a} \quad (8.1)$$

bo'ladi. (8.1) formuladan ko'rinadiki, massasi o'zgarishi bilan tezlik kattaligi ham o'zgaradi, umumiy holda kuch yo'nalishi bilan mos tushmaydi va tezlikning kuchga



8.1-rasm

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.

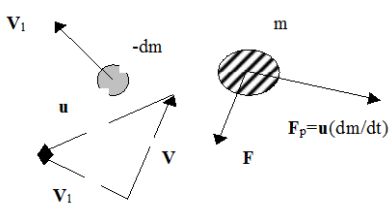
Raketada yongan yonilgidan hosil bo'lgan gaz massasi raketadan chiqish (ajralish) vaqtidagina u bilan tasirlashadi. Gaz uzluksiz chiqib turganligi uchun raketaning massasi ham uzluksiz kamayib turadi (8.1-rasm). Raketaga ta'sir etuvchi tashqi F kuch raketa og'irligi P bilan muxitning qarshilik F_k kuchlarning yig'indisiga teng.

Raketaning t vaqtdagi massasi m , uning shu vaqtdagi tezligi $\mathfrak{V}$ bo'lsin. Bu vaqt raketaning impulsi $p_1 = m\mathfrak{V}$ bo'ladi. dt vaqtda raketadan gaz massasi v_1 tezlik bilan ajralib chiqsin (8.2-rasm). $t + dt$ vaqtda harakat davomida sistema (raketa + gaz) ning impulsi

$$p_2 = [m - (-dm)] \cdot (\mathfrak{V} + d\mathfrak{V}) + (-dm) \cdot \mathfrak{V}_1$$

ga teng bo'ladi.

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



8.2-rasm

$$\Delta p = p_2 - p_1 = [(m + dm)] \cdot (\mathfrak{V} + d\mathfrak{V}) - \mathfrak{V}_1 dm - m\mathfrak{V} = Fdt.$$

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:

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

bundan

$$m \frac{d\vec{\mathfrak{V}}}{dt} = m\vec{a} = \vec{F} + (\vec{\mathfrak{V}}_1 - \vec{\mathfrak{V}}) \frac{dm}{dt} = \vec{F} + \vec{u} \frac{dm}{dt} \quad (8.2)$$

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

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

(8.2) tenglikning o'ng tomonidagi ikkinchi qo'shiluvchi $\mathbf{u} \frac{dm}{dt} = \mathbf{F}_r$ ajralib chiqayotgan gaz massasi dm tomonidan m massaga ta'sir etuvchi reaktiv kuchdir. Uni e'tiborga olsak, (8.2) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$m \frac{d\vec{g}}{dt} = \vec{F} + \vec{F}_p \quad (8.3)$$

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 tenglmasini qo'llaylik. Tashqi kuch nol bo'lgani uchun (8.3) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$m \frac{d\vec{g}}{dt} = -\vec{u} \frac{dm}{dt} \quad \text{yoki} \quad d\vec{g} = -\vec{u} \frac{dm}{m} \quad (8.4)$$

"-" ishorasi harakatlar qarama - qarshi ekanligini ko'rsatadi va bunda $u = |\mathbf{u}|$ desak, (8.4) quyidagi ko'rinishga keladi:

$$dg = -u \frac{dm}{m},$$

Bu ifodani integrallasak,

$$g = -u \ln m + C. \quad (8.5)$$

Integrallash doimiysini aniqlash uchun quyidagicha boshlang'ich shart qo'yaylik, ya'ni $t = 0$ da $m = m_0$ va $g = 0$ bo'lsin. U vaqtda $C = u \ln m_0$ bo'ladi. Buni (8.5) ga qo'ysak,

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

yoki

$$\frac{m_0}{m} = e^{\frac{g}{u}} \quad (8.6)$$

Bu munosabatni Siolkovskiy formulasi deyiladi.

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

Siolkovskiy formulasi raketaga ma'lum g tezlik berish uchun zarur bo'lgan yonilg'i 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 raketalardan 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).

Tayanch so'zlar va iboralar Dinamikaning asosiy qonuni, impuls, ta'sir, aks ta'sir.

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?
- 10.Massa markazi va og'irlik markazi deganda nimalarni tushunasiz?

Asosiy adabiyotlar

- 1.O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.
- 2.I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
- 3.A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola".2000g.
- 4.T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
- 5.G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Visshaya shkola", 1991 g
- 6.D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
- 7.O'.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.
- 8.Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O'qituvchi»,1992,208 b.

Ma'ruza. Ish va energiya. Kinetik va potensial energiya.

Reja:

1. **Energiya – sistemaning holat funktsiyasi sifatida. Ilgarilanma va aylanma harakatda ish va kinetik energiya. Quvvat.**
2. **Potensial energiya. Potensial energiya bilan kuch orasidagi bog'lanish.**
3. **Jismlar harakati energiyasining bir butunligi. Energiya saqlanish qonunining umum fizikaviy ma'nosi. Saqlanish qonunlari – fazo va vaqtning simmetriyaligi natijasidir.**

1. Energiya – sistemaning holat funktsiyasi 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 xolatda, ular harakatga ega emas. Bu xolatda impulsni saqlanish qonuni bajarilyapti: urilishgacha sharlarning impulslar yig'indisi nolga teng, urilishdan keyin ham nolga teng. Lekin sharlar urilishgacha harakatda edi, urilishdan keyin tinch xolatda. 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 temperaturasi 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 xajmi, temperaturasi va bosimini bilish zarur. *Energiya-sistema holatining funktsiyasidir*.

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 energiya bir jismdan boshqa jismga o'tish o'lchovidir*.

Agar moddiy nuqta o'zgarmas kuch F (6.1-rasm) ta'sirida s masofaga ko'chsa, unda kuchning ishi:

$$A = F_{\tau} \cdot S. \quad (6.1)$$

Bunda F_{τ} kuch F kuchning ko'chish yo'nalishiga proektsiyasi bo'lib,

$$F_{\tau} = F \cdot \cos \alpha. \quad (6.2)$$

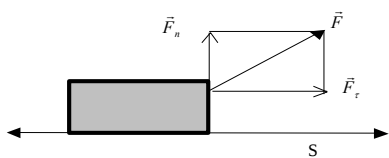
6.1-rasmda α - jismning harakat yo'nalishi bilan F kuch orasidagi burchak. (6.2) ni hisobga olib, (6.1) ni quyidagicha yozamiz:

$$A = F \cdot S \cdot \cos \alpha. \quad (6.3)$$

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



6.1-rasm

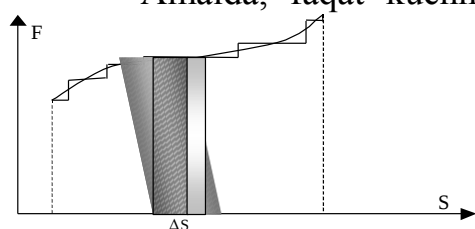
bir masofada kuch kattaligi o'zgaruvchan bo'lsa, unda bajarilgan ishni hisoblash uchun masofani elementar ko'chishlarga bo'lib chiqamiz, bu elementar ko'chishlarda, kuchni o'zgarmas kattalik deb hisoblasa bo'ladi (6.2-rasm). Xar bir elementar ko'chishda bajarilgan elementar ishni hisoblab, keyin bu elementar ishlarni algebraik yig'indisini olsak, unda o'zgaruvchi F kuchning S masofada bajargan ishi quyidagicha ifodalanadi:

$$A = \sum_{i=1}^n \Delta A_i = \sum_{i=1}^n F_i \Delta S_i \cos \alpha_i . \quad (6.4)$$

ΔS nolga intilganda (6.4) dan limit olsak,

$$A = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \left(\sum_{i=1}^n \vec{F}_i \cdot \Delta \vec{S}_i \right) = \int_S F_\tau dS . \quad (6.5)$$

(6.5) integralni hisoblash uchun F_τ kuchning S masofaga bog'liqligini bilish zarur.



6.2-rasm

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:*

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t} \quad (6.6)$$

Agar kuch o'zgaruvchan bo'lsa, qurilmaning quvvatini aniqlash uchun (6.6) dan limit olamiz:

$$N = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{dA}{dt} , \quad (6.7)$$

bunga oniy quvvat deyiladi. (6.3) ni e'tiborga olsak, (6.7) quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$N = F_\tau \frac{ds}{dt} = F_\tau v, \quad (6.7')$$

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, $1Vt = 1J/1s$.

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:

$$F = m \frac{dv}{dt} . \quad (6.8)$$

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

$$FdS = m \frac{dv}{dt} v dt = m v dv . \quad (6.9)$$

Ma'lum bir S_1 , S_2 masofada jismning bajargan ishini hisobga olish uchun (6.9) ning chap va ung tomonlarini S_1 va S_2 masofalar hamda v_1 va v_2 tezlik intervali orasida integrallaymiz:

$$\int_{s_1}^{s_2} dA = \int_{s_1}^{s_2} FdS = \int_{g_1}^{g_2} m g dg \quad (6.10)$$

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

$$A = \frac{m g_2^2}{2} - \frac{m g_1^2}{2} \quad (6.11)$$

(6.11) tenglikdagi $\frac{m g^2}{2} = E$ jismning kinetik energiyasining ifodasidir. Bu holda (6.11) quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$A = \Delta E = E_2 - E_1 = \frac{m g_2^2}{2} - \frac{m g_1^2}{2} \quad (6.12)$$

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

$$E = \frac{m g^2}{2} \quad (6.13)$$

Shunday qilib, m massali jism v tezlik bilan harakatlanganda, E kinetik energiyaga ega bo'ladi. (6.13) 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:

$$E = \sum E_i = \sum_{i=1}^n \frac{m_i g_i^2}{2}, \quad (6.14)$$

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 funktsiyasidir*.

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

$$E_i = \frac{m_i g_i^2}{2} \quad (6.15)$$

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

$$E_i = \frac{m_i \omega^2 r_i^2}{2}. \quad (6.16)$$

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:

$$E = \frac{I\omega^2}{2} \quad (6.17)$$

Bu formulani ilgarilanma harakat kinetik energiyasi (6.13) 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 OO_1 qo'zgalmis 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 (6.3-rasm). Jism F kuch ta'sirida $\Delta\varphi$ burchakka burilganda, B nuqta V nuqtaga siljib ΔS yoyni chizadi. Unda bajarilgan elementar ish:

$$\Delta A = F \Delta S \quad (6.18)$$

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:

$$A = \int_0^{\varphi} M d\varphi . \quad (6.19)$$

Agar jismning aylanma harakati davomida kuch momenti o'zgarmas ($M = \text{const}$) bo'lsa, (6.19) dan umumiy bajarilgan ish

$$A = M\varphi \quad (6.20)$$

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

Aylana bo'ylab o'zgaruvchan harakat uchun (6.20) ifoda quyidagicha yoziladi:

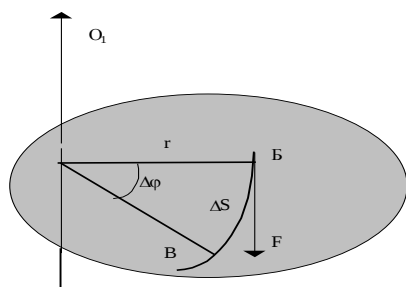
$$dA = M d\varphi = I \frac{d\omega}{dt} \omega dt = I \omega d\omega .$$

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:

$$dA = \int_{\varphi} dA = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} M d\varphi = \int_{\omega_1}^{\omega_2} I \omega d\omega \quad (6.21)$$

yoki

$$A = M(\varphi_2 - \varphi_1) = \frac{I\omega_2^2}{2} - \frac{I\omega_1^2}{2} . \quad (6.22)$$



6.3-rasm

(6.22) 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:

$$E = E_{ulz} + E_{ayl} = \frac{m v_c^2}{2} + \frac{I \omega^2}{2}, \quad (6.23)$$

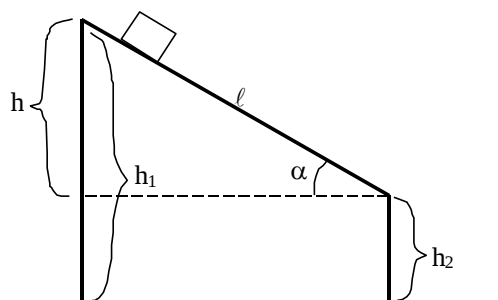
bu erda m - jismning massasi, I - jismning massa markazidan o‘tgan o‘qqa nisbatan inersiya momenti, ω - shu o‘qqa nisbatan aylanma harakatning burchak tezligi, v_c - massa markazining chiziqli tezligi.

2. 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.

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.



6.4, a-rasm

Agar jism l uzunlikdagi qiya tekislik bo‘yicha ishqalanishsiz tushaetgan bulsa (6.4(a)–rasm), og‘irlik kuchi bajargan ish quyidagi kattalikka teng bo‘ladi:

$$A = R l \cos \alpha = mg (h_1 - h_2) = U_1 - U_2 \quad (6.24)$$

bu erda

$$h = h_1 - h_2 = l \cos \alpha \quad (6.25)$$

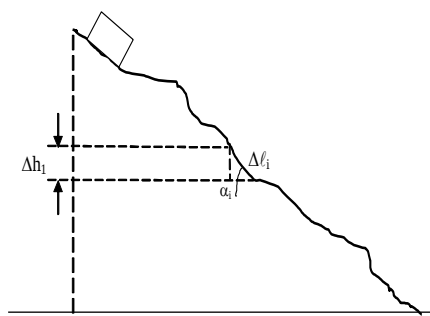
qiya tekislikning balandligi, α - qiya tekislikning gorizontga nisbatan qiyalik burchagi, $U = m g h$ jismning potensial energiyasi, (6.24) dan ko‘rinadiki, *sistema potensial energiyasining o‘zgarishi son jixatdan, tashqi kuchlar sistemaning tezligini o‘zgartirmasdan bir holatdan ikkinchi holatga o‘tkazishda bajarilgan ishga teng bo‘lar ekan.*

3. Potensial maydonda bajarilgan ish. Konservativ va dissipativ kuchlar.

Endi jism harakat traektoriyasi ixteriy egri chiziqdan iborat bo‘lsin (6.4(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

$$\Delta A_i = r \cdot \Delta \ell_i \cdot \cos \alpha_i = r \cdot \Delta h_i \quad (6.26)$$

bo‘ladi. Bu erda 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:



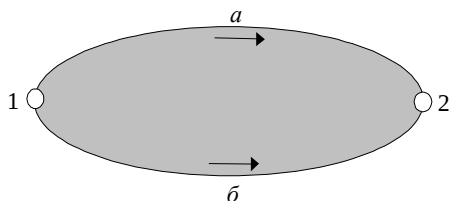
6.4, δ-rasm

$$A = \sum_{i=1}^n \Delta A_i = \sum_{i=1}^n P \Delta h_i = Ph = mgh \quad (6.27)$$

Shunday qilib, og'irlik kuchining ishi yo'lining boshlang'ich va oxirgi nuqtalarining koordinatalariga 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 bajargan ishi nolga teng bo'lsa, bu kuchlar potensial (yoki konservativ) kuchlar deb yuritiladi.

Faraz qilaylik, sistema biror kuch ta'sirida 1a 2 yo'l bo'yicha (6.5 -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.



6.5-rasm

Konservativ kuchlarning ta'rifiga binoan $A_{1a2} = A_{1b2}$. Kuchlar sistemaning konfiguratsiyasiga (koordinatalariga) 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 $A_{1a2} = A_{1b2} = A_{12}$ 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 harakatlanaetgan jismga ta'sir qilaetgan 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.

$$dA = Fdx = -kxdx \quad (6.28)$$

Ishning to'la qiymatini aniqlash uchun (6.28) formulani deformatsiyalanmagan holatdan ($x_0 = 0$) deformatsiya kattaligi x qiymatlari chegarasida integrallaymiz:

$$A = -\int_{x_0}^x kxdx = -\frac{kx^2}{2} + \frac{kx_0^2}{2} \quad (6.29)$$

Bu kattalikka asosan prujinaning potensial energiyasi o'zgaradi:

$$U_n = \frac{kx^2}{2} - U_0, \quad (6.30)$$

bunda $U_0 = \frac{kx_0^2}{2}$ – deformatsiyalanmagan jismning potensial energiyasi, uni nolga teng deb olsak, (6.30) quyidagicha yoziladi:

$$U_{II} = \frac{kx^2}{2} . \quad (6.31)$$

Shunday qilib, (6.29) dan ko‘rinadiki, *elastik jism deformatsiyalansa, unda ish deformatsiyalangan jism energiyasining o‘zgarishiga sarf bo‘ladi.* (6.31) 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:

$$\Delta A = - \Delta U \quad (6.32)$$

$-\Delta U$ – sistema potensial energiyasining kamayishini ko‘rsatadi.

(6.18) bilan (6.32) ni solishtirib quyidagini topamiz:

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

bundan

$$F_s = - \frac{\Delta U}{\Delta S} . \quad (6.33)$$

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

$$F_s = - \lim_{\Delta s \rightarrow 0} \frac{\Delta U}{\Delta S} \quad (6.34)$$

U , s o‘q bo‘ylab ko‘chirilgandagina emas, hatto boshqa yo‘nalishlar bo‘ylab ko‘chganda ham o‘zgarganligi uchun (6.34) formuladagi limit U dan s bo‘yicha xususiy hosiladan iborat bo‘ladi, ya’ni:

$$F_s = - \frac{\partial U}{\partial s} \quad (6.35)$$

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

$$\vec{F} = - \left(\frac{\partial U}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial U}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial U}{\partial z} \vec{k} \right) \quad (6.36)$$

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

$$\vec{F} = - \text{grad} U. \quad (6.37)$$

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

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.

Asosiy adabiyotlar

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.
2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1, M., Nauka, 2000g.
3. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola". 2000g.
4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Visshaya shkola", 1991 g
6. D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka. 1977-90 g
7. O'Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.
8. Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent: «O'qituvchi», 1992, 208 b.

Ma'ruza. Impul's va energiyani saqlanish qonunlari. To'liq elastik va noelastik urilish.

Reja:

- 1. Harakat miqdori (impuls) ning saqlanish qonuni.**
- 2. Jismlar harakati energiyasining bir butunligi. Energiya saqlanish qonunining umum fizikaviy ma'nosi.**
- 3. Elastik va noelastik urilishi.**

1. 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 $\vartheta_1, \vartheta_2, \dots, \vartheta_n$ ichki kuchlarning teng ta'sir etuvchisi F' , tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi F bo'lsin. Har bir jism uchun Nyuton ikkinchi qonunini tadbiq etamiz:

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}(m_1 \vec{g}_1) &= \vec{F}_1' + \vec{F}_1 \\ \frac{d}{dt}(m_2 \vec{g}_2) &= \vec{F}_2' + \vec{F}_2 \\ &\dots\dots\dots \\ \frac{d}{dt}(m_n \vec{g}_n) &= \vec{F}_n' + \vec{F}_n\end{aligned}$$

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

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

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

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

yoki

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n \quad (7.1)$$

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

$$\vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n = 0$$

Shunday qilib,

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

yoki

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

ya'ni

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^n m_i \vec{g}_i = \text{const} \quad (7.2)$$

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.

2 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 potensial energiyaga ega bo'lishi mumkin. Bu energiyalarning yig'indisi to'la mexanik energiyani tashkil qiladi. Masalan, Er sirtidan h balandlikda Erga nisbatan ϑ tezlik bilan harakatlanayotgan M jism

$$W = \frac{m\vartheta^2}{2} + mgh \quad (7.3)$$

to'la energiyaga ega bo'ladi.

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

$$E = \frac{m\vartheta^2}{2} = \frac{m(\sqrt{2gh})^2}{2} = mgh \quad (7.4)$$

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:

$$W = U + E = U + \sum_{i=1}^n \frac{m_i \vartheta_i^2}{2} \quad (7.5)$$

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 $\vartheta_1, \vartheta_2, \dots, \vartheta_n$ 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. $\vartheta \ll c$ bo'lgan holda moddiy nuqta massalari doimiy bo'ladi. Nyutonning ikkinchi qonuniga ko'ra

$$\begin{aligned} m_1 \frac{d\vartheta_1}{dt} &= F'_1 + F_1, \\ m_2 \frac{d\vartheta_2}{dt} &= F'_2 + F_2, \\ &\dots\dots\dots, \\ m_n \frac{d\vartheta_n}{dt} &= F'_n + F_n. \end{aligned} \quad (7.6)$$

Tizimning moddiy nuqtalari dt vaqt oralig'ida $dx_1, dx_2, \dots, dx_n$ masofalarga siljisin. 7.6 - tenglamalar tizimini xar ikki tomonini $dx_1, dx_2, \dots, dx_n$ ga ko'paytirib va $dx_1 = \vartheta_1 \cdot dt$ ekanligini hisobga olib quyidagini hosil qilamiz:

$$\begin{aligned} m_1 (\vartheta_1 \cdot d\vartheta_1) - (F'_1 + F_1) dx_1 &= 0 \\ m_2 (\vartheta_2 \cdot d\vartheta_2) - (F'_2 + F_2) dx_2 &= 0 \end{aligned}$$

$$\dots\dots\dots m_n (\vartheta_n \cdot d\vartheta_n) - (F'_n + F_n) dx_n = 0$$

Bu tenglamalar tizimini qo'shib va tizim yopiqligini hisobga olib, ya'ni

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

$$\sum_{i=1}^n m_i \vartheta_i d\vartheta_i - \sum_{i=1}^n F'_i \cdot dx_i = 0 \quad (7.7)$$

ni hosil qilamiz.

(7.7) – tenglikdagi ikki ayriluvchilardan birinchisi

$$\sum_{i=1}^n m_i \vartheta_i d\vartheta_i = \sum_{i=1}^n d\left(\frac{m_i \vartheta_i^2}{2}\right) = dE_k \quad (7.8)$$

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

$$\sum_{i=1}^n F_i \cdot dx_i = dE_p \quad (7.9)$$

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.

$$W = E_k + E_r = \text{const} \quad (7.10)$$

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 fakat konservativ kuchlar ta'sir ko'rsataetgan 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.

$$A_{12} = U_1 - U_2. \quad (7.11)$$

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,

$$(A_{12})_i + A_i' = (E_2)_i - (E_1)_i. \quad (7.12)$$

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

$$\sum (A_{12})_i + \sum A_i' = \sum (E_2)_i - \sum (E_1)_i \quad (7.13)$$

(7.13) 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:

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

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

(7.43) 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, (7.13) 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:

$$\Delta W = W_2 - W_1 = A'. \quad (7.14)$$

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 (7.14) ga binoan $\Delta W = 0$, bundan:

$$W = \text{const} \quad (7.15)$$

degan xulosa chiqadi.

(7.15) 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:

$$W_2 - W_1 = A_{nk} \quad (7.16)$$

bu erda 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.*

3. 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 energiyaning ortishi jismlar temperaturasi ko'tarilishida namayon 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:

- a) urilishda vujudga kelgan jismlar deformatsiyasi saqlanadi; b) deformatsiya potentsiyal energiyasi vujudga kelmaydi;
- v) jismlar kinetik energiyalarining bir qismi jismlarning deformatsiyalanishiga sarf bo'ladi. Deformatsiya saqlanganligi tufayli energiyaning mazkur qismi kinetik energiya tarzida tiklanmaydi, balki jismlar ichki energiyasiga aylanadi. Odatda energiyaning bu qismini deformatsiya ishi deb ataladi;
- g) urilishdan so'ng jismlar umumiy tezlik bilan harakatlanadi yoki nisbiy tinch xolatda bo'ladi.

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

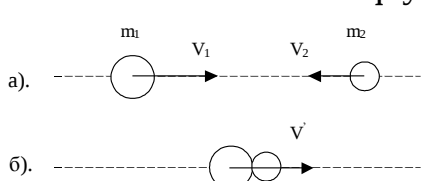
Masalan m_1 va m_2 bo'lgan sharlar $\vec{v}_1$ va $\vec{v}_2$ tezliklar bilan harakatlanib, absolyut noelastik to'qnashsin. $\vec{v}_1$ va $\vec{v}_2$ lar sharlarning markazlarini birlashtiruvchi tug'ri chiziq bo'ylab yo'nalgan. Urilishdan keyingi tezlikni $\vec{V}$ bilan belgilab ikki shardan iborat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

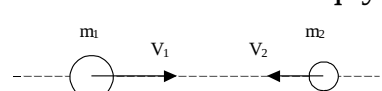
$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = (m_1 + m_2) \vec{V}$$

bundan

$$\vec{V} = \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2} \quad (8.7)$$

Mazkur ifoda asosida quyidagi hulosalarga kelimiz:

- 

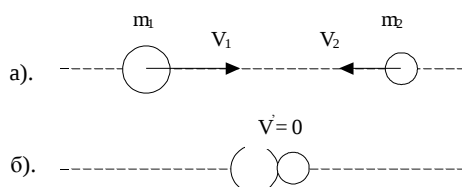
a). 

b). 

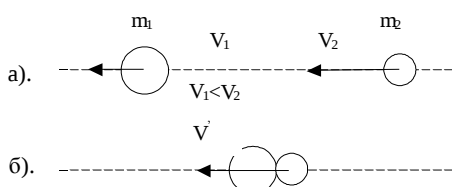
a) sharlar bir - biriga qarab harakatlansa (8.3-rasm), urilishdan so'ng ikkala sharlarning birgalikdagi harakatining yo'nalishi $/m_1 \vec{v}_1/$ va $/m_2 \vec{v}_2/$ larga bog'liq.

b) sharlar bir - biri tomon harakatlansa, lekin $/m_1 \vec{v}_1/ = /m_2 \vec{v}_2/$ bo'lsa (8.4-rasm), urilishdan so'ng sharlar mexanik harakatlarini davom ettirmaydi, ya'ni $\vec{V} = 0$;

8.3-rasm



8.4-rasm



8.5-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 $\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2}$

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

$$A_D = \frac{m_1 g_1^2}{2} + \frac{m_2 g_2^2}{2} = \frac{m_1 + m_2}{2} * (V')^2 \quad (8.8)$$

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

$$A_D = \frac{m_1 + m_2}{2(m_1 + m_2)} * (g_1 + g_2)^2 \quad (8.9)$$

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

$$A_D = \frac{m_1 m_2}{2(m_1 + m_2)} * (g_1)^2 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} * \frac{m_1 g_1^2}{2} \quad (8.10)$$

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:

$$\dot{A}_D = \frac{m_2}{m_1 + m_2} * \dot{A}_1 \quad (8.11)$$

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 qoziqnikidan 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 hususiyatlari quyidagilar:

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

b) jismlarning deformatsiyalanishida 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;

v) 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:

$$m_1 g_1 + m_2 g_2 = m_1 V_1^1 + m_2 V_2^1, \quad (8.12)$$

$$\frac{m_1 g_1^2}{2} + \frac{m_2 g_2^2}{2} = \frac{m_1 (V_1^1)^2}{2} + \frac{m_2 (V_2^1)^2}{2}. \quad (8.13)$$

Bu tenglamalardagi g_1 va g_2 sharlarning to'qnashishidan oldingi, V_1^1 va V_2^1 esa urilishdan keyingi tezliklari. (8.12) va (8.13) ni birgalikda echib

$$V_1^1 = \frac{2m_2 g_2 \pm (m_1 - m_2) g_1}{m_1 + m_2}, \quad V_2^1 = \frac{2m_1 g_1 \pm (m_1 - m_2) g_2}{m_1 + m_2} \quad (8.14)$$

ifodalarni hosil qilamiz.

Ba'zi xususiy hollarni muhokama qilaylik.

1. Sharlardan biri tinch turgan bo'lsin, ya'ni $\vartheta_2 = 0$. U holda (8.14) ifodalar quyidagi ko'rinishga keladi:

$$V_1^1 = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} g_1, \quad V_2^1 = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} g_1 \quad (8.15)$$

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,

$$V_1' = -V_2', \quad V_2' = 0 \quad (8.16)$$

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 (8.21) ifodalar

$$V_1' = \vartheta_2, \quad V_2' = \vartheta_1$$

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

Tayanch so'zlar va iboralar: Mexanik tizim, impuls saqlanish qonuni, ichki kuchlar, tashqi kuchlar, o'zgaruvchan massali jism, raketa, harakat miqdorini o'zgarishi, reaktiv kuch.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Mexanik tizim deb nimaga aytiladi?
2. YOpiq mexanik tizim deb qanday tizimga aytiladi?
3. Qanday sharoitda mexanik sistemaning impulsi saqlanadi?
4. Qanday sharoitda mexanik sistemaning impuls momenti saqlanadi?
5. Energiya saqlanish qonunining ta'rifini ayting.
6. Fazo va vaqtning simmetriyaligi deganda nimani tushunasiz?
7. Impulsning saqlanish qonuni fazoni bir jinsligi natijasi deganda nimani tushunasiz?
8. Impulsning momentining saqlanish qonuni bilan fazoni iztropligi orasidagi bog'lanishini tushutiring.
9. Mexanik tizimning to'la energiyasi qanday ifodalanadi?
10. Jismlar harakati energiyasining bir butunligi deganda nimani tushunasiz?

Asosiy adabiyotlar

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.
2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1, M., Nauka, 2000g.
3. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola". 2000g.
4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Visshaya shkola", 1991 g
6. D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka. 1977-90 g

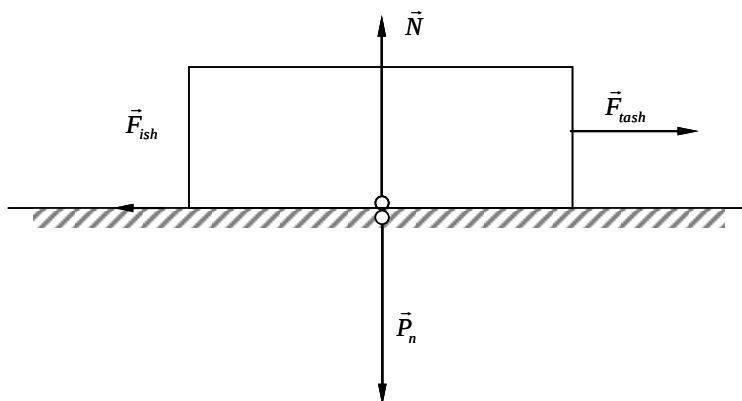
7. O'.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.
8. Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent: «O'qituvchi», 1992, 208 b.

Ma'ruza. Ishqalanish. Ishqalanish kuchlari. Dumalanish va sirpanish ishqalanish.

Reja:

- 1. Ishqalanish kuchlari**
- 2. Quruq ishqalanish.**

Ishqalanish kuchlari. Mexanikaga oid masalalarni xal etishda tortishish kuchlari va elastiklik kuchlari bilan bir qatorda ishqalanish kuchlari bilan ham ish ko'rishga to'g'ri keladi. Bir-biriga tegib turgan jismlar yoki bir jismning o'zaro tegib turgan bo'laklari bir biriga nisbatan ko'chganda hosil bo'ladigan kuchlar ishqalanish kuchlari deb ataladi.



3.3 – rasm

Ishqalanishlarni ikki toifaga bo'lish mumkin: tashqi ishqalanishlar va ichki ishqalanishlar. Sirtlari o'zaro tegib turuvchi qattiq jismlarniig bir-birlariga nisbatan bo'lgan harakatga tashqi ishqalanish deb ataladi. Tashqi ishqalanishga misol qilib, biror qattiq jism sirtida ikkinchi qattiq jismning sirpanishda hosil bo'ladigan ishqalanishni keltirish mumkin. Berilgan jismning turli xil qismlarini bir-biriga nisbatan ko'chishlari tufayli vujudga keluvchi ishqalanish ichki ishqalanish deb ataladi.

Ichki ishqalanishga misol qilib, quvur bo'ylab oqayotgan suyuqlik yoki gazning quvur sirtidan turli masofada bo'lgan qatlamlarining turli tezliklarda harakatlanishini keltirish mumkin.

Tashqi va ichki ishqalanishlarni yana quruq va suyuq (qovushqoq) ishqalanishlarga ajratish mumkin. Qattiq jismlarning quruq sirtlari orasida hosil bo'ladigan ishqalanish quruq ishqalanish deb ataladi. Suyuqlik yoki gazning turli qatlamlari orasida hosil bo'ladigan ishqalanish suyuq ishqalanish deb ataladi.

Quruq ishqalanish. Gorizontol xolatdagi yassi tekislikda yog'och taxtacha tinch turgan bo'lsin (3.3. -rasm). Taxtacha og'irlik kuchining yassi tekislik sirtiga o'tkazilgan normalga nisbatan olingan proeksiyasi P_n son jixatidan yassi tekislikning shu jismga

kursatayotgan N reaksiya kuchiga teng, yo'nalishi qarama-qarshidir. Taxtachani yassi tekislik bo'ylab harakatga keltirish uchun unga gorizontaal yo'nalgan F_m tashqi kuch bilan ta'sir qilish kerak. Lekin $\bar{F}_m$ ning qiymati berilgan xol uchun qandaydir aniq $\bar{F}_{m0}$ dan katta bo'lmaguncha taxtacha o'z joyida qo'zg'almay turaveradi. Demak, tashqi kuchning qiymati 0 dan $\bar{F}_{m0}$ gacha ortib borishida yassi-tekislik taxtachaga son jixatdan tashqi kuchga teng, lekin qarama-qarshi yunalgan qarshilik kuchi bilan ta'sir etadi

Tashqaridan qo'yilgan kuch tufayli hosil bo'layotgan qarshilik kuchi tinch xolatdagi ishqalanish kuchi deb ataladi.

Agar $\bar{F}_m$ ning qiymati $\bar{F}_{m0}$ dan kichik bo'lsa, taxtacha o'zining tinch-xolatini saqlab qoladi. Ammo taxtachaga ta'sir etayotgan tashqi kuch, tinch xolatdagi ishqalanish kuchining maksimal qiymatidan katta bo'lsa, taxtacha harakatga keladi, ya'ni yassi tekislik bo'yicha sirpana boshlaydi.

Tashqi kuchning ta'siri to'xtatilgandan so'ng esa, taxtacha o'zining to'g'ri chiziqli tekis harakati xolatini saqlab qolmaydi, harakat sekinlanuvchan harakatdan iborat bo'ladi. Chunki taxtacha sirpanayotganligi tufayli ishqalanish kuchi vujudga kelib, u xamma vaqt harakat tezligining yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalishga ega bo'ladi.

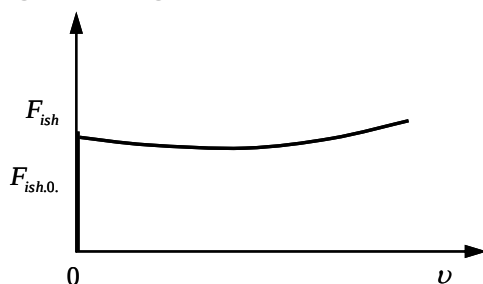
Tajribalar tinch xolatdagi $\bar{F}_{ish,0}$ ishqalanish kuchining maksimal qiymati tegib turgan sirtlarining kattaligiga emas, balki sirtlarning tabiatiga bog'liq ekanligini va og'irlik kuchining tekislikka tik yunalishda qo'yilgan P tashkil etuvchisiga to'g'ri proporsional ekanligini ko'rsatadi:

$$\bar{F}_{ish,0} = \mu_0 P_n \quad (3.9)$$

bunda μ_0 - tinch xolatdagi ishqalanish koefitsiyenti bo'lib, tegib turgan sirtlarning tabiatiga bog'lik. Shuningdek, jismning harakati (sirpanishi) tufayli vujudga kelgan ishqalanish kuchi ham quyidagi munosabat orqali aniqlanadi

$$\bar{F}_{ish} = \mu P_n \quad (3.10)$$

bunda μ - sirpanishdagi ishqalanish koefitsenti bo'lib, tegib turgan sirtlarning tabiatiga va bu sirtlarning bir-biriga nisbatan harakat tezligiga bog'liqdir.



3.4-rasm

3.4-rasmda sirpanishdagi ishqalanish kuchining nisbiy tezlikka bog'liklik grafigi keltirilgan. Ishkalanuvchi jismlar bir-biriga nisbatan tinch xolatda bo'lganda, ya'ni $v = 0$ da tinch xolatdagi ishqalanish kuchi, ta'sir qilayotgan tashqi kuchning qiymatiga qarab 0 dan $\bar{F}_{uuu,0}$ gacha qiymatlarning birortasiga teng bo'lishi mumkin. Tezlikning son qiymati ortib borishi bilan 3.4-rasmdagi grafik chizig'ida ifodalanganidek, ishqalanish koefitsenti avvaliga bir oz kamayib, so'ngra orta borishini ko'rsatadi.

Tayanch soʻz va iboralar. Ishqalanish kuchlari, tashqi ishqalsnish, ichki ishqalanish, suyuq ishqalanish, quruq ishqalanish.

Asosiy adabiyotlar

- 1.O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "Oʻqituvchi". 1991.
- 2.I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
- 3.A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola".2000g.
- 4.T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
- 5.G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Visshaya shkola", 1991 g
- 6.D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
- 7.Oʻ.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "Oʻzbekiston", 1992, 279 bet.
- 8.Nuomonxoʻjaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«Oʻqituvchi»,1992,208 b.

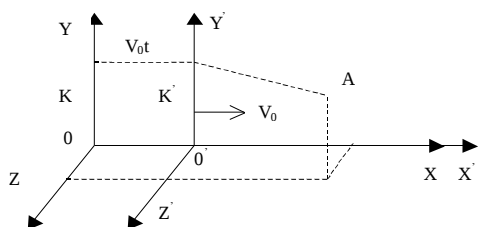
Maʼruza. Noinersial sistemada jismning xarakati. Aylanma harkat qilayotgan sistemada jismga taʼsir etuvchi inersiya kuchlari. Kariolis tezlanishi va kuchi. Fuko mayatnigi. Ber qonuni.

Reja:

1. Inersial sanoq sistemasi va nisbiylikning mexanik prinsipi.
2. Galilley koordinata almashtirishlari. Almashtirishlarning invariantligi.
3. Yorugʻlik tezligi. Maxsus nisbiylik nazariyasi postulatlar.
4. Lorens almashtirishlari va undan kelib chiqadigan natijalar: uzunlik va vaqt oraligining nisbiyligi.
5. Aylanuvchi sanoq tizimdagi inersiya kuchlari. Markazdan qochma va Koriolis inersiya kuchlari. . Fuko mayatnigi. Ber qonuni.

1. Inersial sanoq sistemasi va nisbiylikning mexanik prinsipi

Jismning tinch holati yoki toʻgʻri chiziqli tekis harakati nisbiy boʻlib, u sanoq sistemasiga bogʻliq. Masalan, bir - biriga nisbatan biror tezlanish bilan harakatlanayotgan ikki sanoq sistemasi mavjud boʻlsin. 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 oʻzining tinch holatini yoki toʻgʻri*



9.1-rasm

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 toʻgʻri chiziqli tekis harakat qilayotgan ixtiyoriy sanoq sistemasi ham inersial sanoq sistemasi boʻladi.

9.1 – 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 sistemi deb hisoblash mumkin bo'lgan K sistemaga nisbatan K' sanoq sistemasining to'g'ri chiziqli tekis harakatini tekshiraylik. Soddashtirish 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 sistemi bir-birining ustiga tushadi. $t \neq 0$ da K sanoq sistemasining boshi (ya'ni 0^1 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:

$$x = x' + v_0 t; \quad u = u'; \quad z = z'; \quad t = t'; \quad (9.1)$$

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 sistemi (K^1) 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.*

2. Galiley koordinata almashtirishlari. Almashtirishlarning invariantligi

Endi biror sterjen uzunligini ikkala sistemada aniqlaylik (9.2-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

$$l = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2} \quad (9.2)$$

bo'ladi. K^1 sanoq sistemi esa K ga nisbatan OX yo'nalishida V_0 tezlik bilan harakatlanyapdi. Shuning uchun K^1 da 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 K^1 sanoq sistemasidagi uzunligi uchun

$$l' = \sqrt{(x_2^1 - x_1^1)^2 + (y_2^1 - y_1^1)^2 + (z_2^1 - z_1^1)^2} = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2} \quad (9.3)$$

Ifodani hosil qilamiz (9.2) va (9.3) larni o'aro taqqoslab

$$l = l' \quad (9.4)$$

degan xulosaga kelimiz. Umuman, bir sanoq sistemasidan ikkinchi sanoq sistemasiga o'tganda biror kattalikning qiymati o'zgarmasa, bu kattalik mazkur almashtirishga

nisbatan *i n v a r i a n t* deyiladi. U holda (9.4) 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 (9.1) ifodalardan vaqt bo'yicha hosila olamiz:

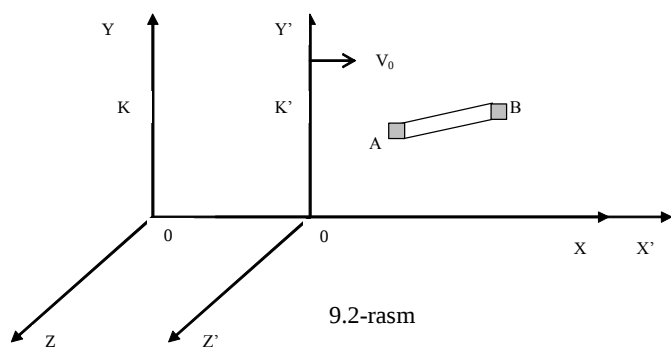
$$\begin{aligned} V_x &= \frac{dx}{dt} = \frac{d}{dt}(x' + V_0 t) = V_x^1 + V_0 \\ V_y &= \frac{dy}{dt} = \frac{d}{dt}(y') = V_y^1 \\ V_z &= \frac{dZ}{dt} = \frac{d}{dt}(z') = V_z^1 \end{aligned} \quad (9.5)$$

Bu munosabatlarni vektor ko'rinishda

$$\vec{V} = \vec{V}' + \vec{V}_0 \quad (9.6)$$

shaklda yozish mumkin.

Bu (9.6) 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 ($\vec{V}_0$) ning vektor yig'indisiga teng.

(9.5) ifodalardan vaqt bo'yicha hosila olsak, moddiy nuqtaning K va K' sanoq sistemalaridagi tezlanishlarining proeksiyalari orasidagi bog'lanishni hosil

qilamiz:

$$\begin{aligned} a_x &= \frac{dV_x}{dt} = \frac{d}{dt}(V_x' + V_0') = \frac{dV_x'}{dt} = a_x' \\ a_y &= \frac{dV_y}{dt} = \frac{d}{dt}(V_y') = a_y' \\ a_z &= \frac{dV_z}{dt} = \frac{d}{dt}(V_z') = a_z' \end{aligned} \quad (9.7)$$

Vektor ko'rinishda (9.7) ifodalarni

$$\mathbf{a} = \mathbf{a}' \quad (9.8)$$

shaklda yozamiz. Demak, moddiy nuqtaning K sanoq sistemasidagi tezlanishi ($\mathbf{a}$) va K' sanoq sistemasidagi tezlanishi ($\mathbf{a}'$) 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:

$$m = m' . \quad (9.9)$$

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, (9.6) 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

$$\vec{F} = \vec{F}' \quad (9.10)$$

Dinamikaning asosiy qonuni – Nyutonning ikkinchi qonuni

$$\vec{F} = m \cdot \vec{a} \quad (9.11,a)$$

ga etibor bersak, undagi barcha kattaliklar [(9.8), (9.9) va (9.10) ga qarang.] Galiley almashtirishlariga nisbatan invariant. Binobarin, dinamika asosiy qonunining K sanoq sistemasiga nisbatan V_0 tezlik bilan harakatlanayotgan K' sanoq sistemasidagi matematik ifodasi

$$\vec{G}' = m' \cdot \vec{a}' \quad (9.11,b)$$

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 ($\vec{R} = m \cdot \vec{v}$) yoki kinetik energiya bir inersial sanoq sistemasidan ikkinchi inersial sanoq sistemasiga o‘tganda o‘zgaradi, chunki mazkur o‘tishda tezlik o‘zgarar edi ($\vec{V} = \vec{V}' + \vec{V}_0$). 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.

3. 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 mutloqa ziddir.

4. 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 nafari asosida fikr yuritsak, $c + V_0$ nima uchun c 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 sistemalariga qo'llash yo'llarini ahtaradi va "tortishish nazariyasi" deb atalgan umumiy nazariyani yaratdi. Bu nazariyani nisbiylik nazariyasining umumiy xoli deb, faqat inersial sistemalariga 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.

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{x' + V_0 t'}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\ y &= y' \\ z &= z' \\ t &= \frac{t' + \frac{V_0}{c^2} x'}{\sqrt{1 - \beta^2}} \end{aligned} \right\}, \quad (9.12)$$

bu erda $\beta = \frac{V_0}{C}$.

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 (9.12) ni quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\left. \begin{aligned} x' &= \frac{x - V_0 t}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\ y' &= y \\ z' &= z \\ t' &= \frac{t - \frac{V_0}{c^2} x}{\sqrt{1 - \beta^2}} \end{aligned} \right\} . \quad (9.13)$$

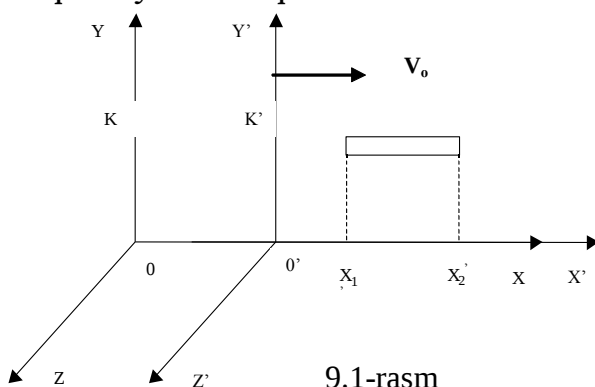
Bu ifodalardagi V_0 - bir inersial sanoq sistemasi (K) ga nisbatan OX o'q "yo'nalish"da to'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotgan ikkinchi inersial sanoq sistemasining tezligi, s esa yorug'likning vakuumda tarqalish tezligi.

Yuqoridagi (9.12), (9.13) 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.

Uzunlik tushunchasi.

K' sistemasida biror jism (masalan O^1X^1 o'qqa parallel ravishda joylashtirilgan sterjen) tinch turgan bo'lsin (10.1 - rasm). Ixtiyoriy t^1 vaqtda 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 ((9.4) ifodaga qarang) .

b) Sterjen K^1 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 (9.13) x_1 va x_2 sterjenning K^1 dagi koordinatalari x_1^1 va x_2^1 bilan quyidagicha bog'langan:

$$x_1^1 = \frac{x_1 - \vartheta_0 t}{\sqrt{1 - \beta^2}}; x_2^1 = \frac{x_2 - \vartheta_0 t}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad \left(\beta = \frac{\vartheta_0}{c} \right)$$

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,

$$\ell = \ell_0 \sqrt{1 - \beta^2} \quad (9.14)$$

Ya'ni K sistemada sterjen uzunligi K^1 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.

K^1 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 K^1 sanoq sistemasidagi soat bo'yicha qayd qilinadigan t_1' va t_2' paytlar bilan quyidagicha bog'langan:

$$t_1 = \frac{t_1^1 + \frac{\vartheta_0}{C^2} x_1^1}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad t_2 = \frac{t_2^1 + \frac{\vartheta_0}{C^2} x_1^1}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Bundan:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{t_2' - t_1'}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{\Delta t_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (9.15)$$

Demak, *nisbiylik nazariyasida aynan bir voqea turli inersial sanoq sistemalarida turlicha vaqt davom etadi. Bu effektni harakatlanuvchi sanoq sistemalarida vaqt o'tishining sekinlashishi deb ataladi.* Mazkur effektning mohiyati turli sanoq sistemalardagi soatlarning yurish tezliklari turlicha ekanligidan iborat, deb tushunish

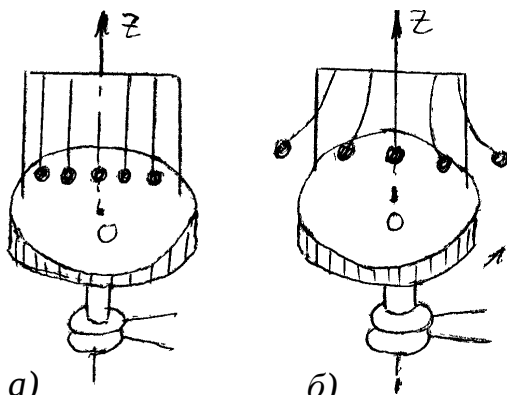
mutlaqo noto'g'ri bo'ladi. Barcha sanoq sistemalardagi soatlar bir xilda yuradi. Lekin ular o'zaro solishtirilganda harakalanuvchi sanoq sistemasi K^1 da K sistemadagiga nisbatan vaqt sekinroq o'tkanligi aniqlanadi. Bu xulosa nisbiylik nazariya prinsiplarining natijasidir.

5. Aylanuvchi sanoq tizimidagi inersiya kuchlari.

Markazdan qochma va Koriolis inersiya kuchlari

Aylanuvchi sanoq tizimlaridagi jismlar uchun ham inersiya qonuni bajarilmaydi. Bunga quyidagi tajriba asosida ishonch hosil qilish mumkin. 4.4-rasmda tasvirlangan disk ustiga T - simon sterjen o'rnatilgan, sterjenga esa sharlar osilgan.

Disk tinch turganda sharlar osilgan barcha iplar vertikal ravishda yo'nalgan. Agar disk ω burchak tezlik bilan aylantirilsa, sharlarga boshqa jismlar ta'sir etmasada, sharlar tezlanish olib og'adilar. Demak, mazkur tizimni ham, noinersial sanoq tizimi deb hisoblash mumkin ekan.

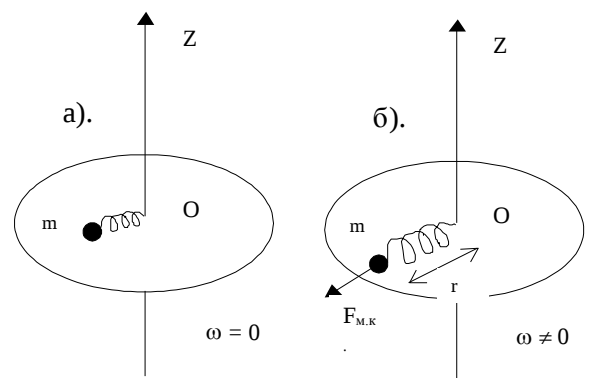


4.4-rasm

Endi qo'zg'olmas o'q atrofida o'zgarmas burchak tezlik ($\omega = \text{const}$) bilan aylanayotgan noinersial sanoq tizimidagi jism harakatini ko'raylik.

4.5 - rasmda ko'rsatilgan disk aylanma harakatga keltirilmaguncha m massali sharcha tinch holatini saqlaydi. Disk OZ o'qi bo'ylab yo'nalgan ω burchak tezlikda harakatlansa, u bilan

birgalikda prujinaga maxkamlangan shar ham OZ o'qi atrofida aylana boshlaydi va sterjen bo'ylab sirg'anib prujinani cho'zadi, Sharcha O aylanish markazidan g masofaga uzoqlashganda cho'zilgan prujinaning elastiklik kuchi ($F_{el.}$) endi sharni disk markazidan yanada uzoqlashishga yo'l qo'ymaydi. Bunga sabab, aylanuvchi sanoq tizimidagi sharga ta'sir etuvchi inersiya kuchi va elastiklik kuchi bir-birini muvozanatlaydi. *Inersiya kuchi disk radiusi bo'ylab aylanish markazidan tashqariga yo'nalgani uchun uni markazdan qochma inersiya kuchi ($F_{m.q.}$) deb ataladi.*

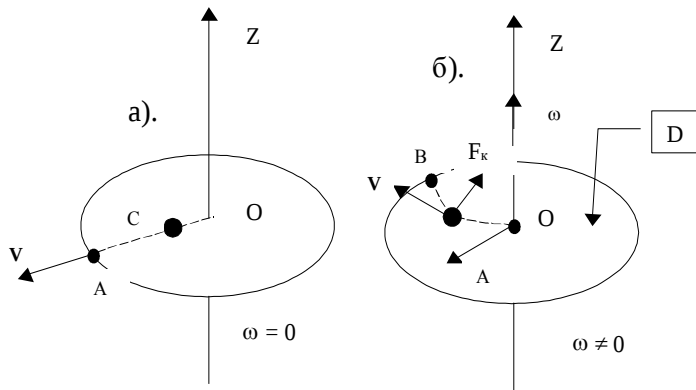


4.5-rasm

U quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$F_{m.q.} = m \cdot \omega^2 \cdot r, \quad (4.5)$$

bundagi ω - aylanuvchi sanoq tizimining burchak tezligi, r - aylanish markazi va moddiy nuqtani (m massali sharni) birlashtiruvchi radius - vektor.



4.6-rasm

4.5 tenglikka ko'ra *sharga ta'sir etadigan markazdan qochma inersiya kuchi, sharning massasiga, burchak tezlik kvadratiga va aylanish o'qidan sharchagacha bo'lgan masofaga proporsional ekan.*

Aylanuvchi sanoq tizimidagi jismga $F_{m,q}$ dan tashqari Koriolis inersiya kuchi deb ataluvchi kuch ham ta'sir qiladi. 4.6

(b) - rasmda ko'rsatilganidek, D disk ω burchak tezlik bilan aylana boshlasa, S shar OA to'g'ri chiziqli bo'yicha emas, balki OV egri chiziqli bo'yicha harakatlanadi. Bunga sabab, *sharcha tezligi V ga tik bo'lgan Koriolis kuchi (F_k) ning sharchaga ta'siridir.* Bu kuch:

$$F_q = 2m[\mathbf{V}, \boldsymbol{\omega}] \quad (4.6)$$

yoki

$$F_k = 2mV\omega \cdot \sin\alpha. \quad (4.7)$$

Demak, tekis aylanuvchi sanoq tizimiga nisbatan jismning harakat tenglamasini tuzish uchun mazkur jismga ta'sir etayotgan Nyuton kuchlari, markazdan qochma inersiya kuchi va Koriolis inersiya kuchining yig'indisini olish kerak:

$$m \mathbf{a} = \sum (\mathbf{F}_i + \mathbf{F}_{m,q} + \mathbf{F}_k) \quad (4.8)$$

Biz yashab turgan sayyora - Er ham, aylanuvchi sanoq tizimidir. Er bilan bog'liq bo'lgan sanoq tizimining noinersial ligi tufayli Er sirtidagi jismlarga markazdan qochma va Koriolis inersiya kuchlari ta'sir etadi.

Tayanch so'zlar va iboralar: Sanoq sistema, inersial sanoq sistema, nisbiylikning mexanik prinsipi, Galiley almashtirishlari, massa, uzunlik, vaqt, tezliklarni qo'shish, Eynshteyn postulatlari, Lorens almashtirishlari.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Inersial va noinersial sanoq tizimlari deb nimaga aytiladi?
2. Nyuton kuchlari bilan inersiya kuchlari orasidagi farqni tushuntiring.
3. Aylanuvchi tizimlarda inersiya va Koriolis kuchlari qanday vujudga keladi?
4. Qanday kuchlar inersiya kuchlari deb ataladi?
5. Qanday sanoq tizimlari noinersial sanoq tizimi deyiladi?
6. Aylanuvchi sanoq tizimlaridagi jismning harakat tenglamasi qanday ifodalanadi?
7. Er sirtidagi jismlarga qanday kuchlar ta'sir etadi?
8. Koriolis kuchi nimaga bog'liq?
9. Markazdan qochma inersiya kuchi tenglamasini tushuntirib bering.
10. Noinersial sanoq sistemasidagi jismning harakat tenglamasini izohlab bering.

Asosiy adabiyotlar

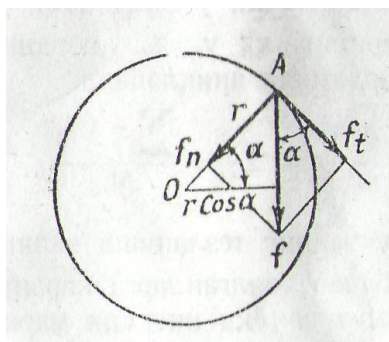
1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.

2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
3. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola".2000g.
4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd."Visshaya shkola", 1991 g
6. D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
7. O'.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.
8. Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O'qituvchi»,1992,208 b.

Ma'ruza. Qattiq jismning ilgariylanma va aylanma harakati. Jismning qo'zg'almas o'q atrofida aylanma harakat qonuni va uning tenglamasi

Reja:

1. Qattiq jismning ilgariylanma va aylanma harakati
2. Aylanma harakat qonuni va uning tenglamasi



Qattiq jisimning aylanma harakatni dinamika nuqtai nazaridan tekshirilganda kuch tushunchasi bilan bir qatorda kuch momenti tushunchasi, massa tushunchasi bilan bir qatorda inertsia momenti tushunchasi kiritiladi. Kuch momenti va inertsia momenti tushunchalarini ma'zmunini tushuntirish uchun dastlab r radiusli aylanada qandaydir bog'lanish yordamida ushlab turiladigan m massali birgina A moddiy nuqtaning shu aylana bo'yicha harakatini tekshiramiz (72-rasm). A nuqtaga kattaligi o'zgarmas

bo'lgan f kuch ta'sir qilayotgan bo'lsin. U holda A nuqtaga o'zgarmas ω_t tangensial tezlanish oladi; bu tezlanishni kuchning f_t tangensial taskil etuvchisi vujudaga keltiradi:

$$f_t = f \cos \alpha = m \omega_t \quad (1)$$

f kuchning normal tashkil etuvchisi bog'lanishning reaksiyasi bilan birga normal tezlanishini vujudga keltiradi.

$\beta = \omega_t / r$ burchak tezlanishini kiritsak, (1) tenglik quyidagicha yoziladi:

$$f \cos \alpha = m r \beta.$$

Bu tenglikni o'ng va chap tomonlarini r ga ko'paytirsak,

$$f r \cos \alpha = m r^2 \quad (2)$$

bo'ladi. $R \cos \alpha$ ko'paytma kuch yo'nalishiga O nuqtadan tushirilgan perpendikulyarning uzunligiga tengdir (72-rasm). Kuchning f kattaligi bilan kuch yo'nalishiga O nuqtadan (aylanish markazidan) tushirilgan perpendikulyarning uzunligi $r \cos \alpha$ ko'paytmasiga son jihatdan teng bo'lgan

$$M = fr \cos \alpha \quad (3)$$

Kattalik kuchning O nuqtaga nisbatan momenti deyiladi.

A moddiy nuqtaning massasi m bo'lgan A nuqta va O nuqta (aylanish markazi) orasidagi masofa kvadratiga son jihatdan teng bo'lgan

$$I = mr^2 \quad (4)$$

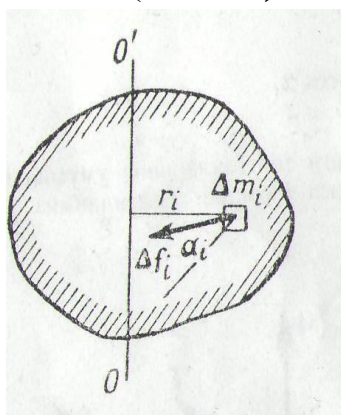
Kattalik A moddiy nuqtaning O nuqtaga nisbatan inertsia momenti deyiladi.

(2) tenglikni kuch momenti M va inertsia momenti I orqali qayta yozamiz:

$$M = I\beta \quad (5)$$

(1) va (5) tengliklarni solishtirsak, ω_t chiziqli tezlanish f_t kuch va A moddiy nuqtaning m massasi bilan qanday bog'langan bo'lsa β burchak tezlanish M kuch momenti va I inertsia momenti bilan huddu shunday bog'langan ekanligini ko'ramiz. Aylanma harakat β burchak tezlanish yordamida bayon qilinganda kuchning rolini M kuch momenti bajaradi, m massaning rolini I inertsia momenti bajaradi. Momentlar teng bo'lgan kuchlar ta'sirida A moddiy nuqta bir hil β burchak tezlanish oladi. Demak har hil f kuchlar agar ularning momentlari teng bo'lsa birday aylanma harakatni vujudga keltirish ma'nosida ekvivalentdirlar. Har hil moddiy nuqtalar, agar ularning inertsia momentlari bir biriga teng bo'lsa bir hil kuch momentlari ta'sirida bir hil burchak tezlanish oladilar. Demak, har hil m massali moddiy nuqtalar agar ularning inertsia momentlari teng bo'lsa bir hil burchak tezlanish olishlari ma'nosida ekvivalentdirlar.

Endi qo'zg'almas OO' o'q atrofida aylanayotgan qattiq jisimni tekshirishga o'tamiz (73-rasm).



Kuchning berilgan o'q atrofida aylanish qobiliyatini harakterlash uchun kuchning o'qqa nisbatan momenti tushunchasi kiritiladi. Ravshanki o'q bilan kesishadigan yo'nalish bo'yicha ta'sir qiluvchi kuch shu o'q atrofida aylantira olmaydi. O'qqa parallel kuchning shu o'q atrofida aylantira olmasligi ham ravshan. Kuchning o'qqa nisbatan momentini kuchning faqat o'qqa tik tekislikdagi tuzuvchisigina hosil qiladi. Shuning uchu qattiq jisimda Δm_i massali kichik bo'lakchani ajratib olib unga ta'sir qilayotgan kuchning faqat OO' aylanish o'qiga tik tekislikdagi tuzuvchisigagina ahamiyat beramiz. Bu tuzuvchni Δf_i orqali belgilaymiz.

73-rasm. Aylanayotgan Qattiq jisimni juda mayday qilaylik. α_i

Δf_i kuchi Δm_i massaning traektoriyasiga o'tkazilgan urinma bilan α_i burchak tashkil etadi deb faraz

Bo'laklarga ajratish

burchakni o'tkir burchak deb hisoblaymiz. U holda bu Δm_i bo'lakcha uchu (2) tenglikni quyidagicha yozish muki:

$$\Delta f_i r_i \cos \alpha_i = \Delta m_i r_i^2 \beta ;$$

Bunda β - Δm_i bo'lakchanning burchak tuzilishi.

Boshqa hamma bo'lakchalar uchun ham huddi shunday tengliklarni yozishimiz va so'ng ularni qo'shib chiqishimiz mukun.

$$\sum \Delta f_i r_i \cos \alpha_i = \sum \Delta m_i r_i^2 \beta$$

β burchak tezlanish hamma bo'lakchalar uchun umumiy bo'lgani sababli uni yig'indi belgisidan tashqariga chiqarish mumkin:

$$\sum \Delta f_i r_i \cos \alpha_i = \beta \sum \Delta m_i r_i^2. \quad (6)$$

$M = \sum \Delta f_i r_i \cos \alpha_i$ kattalik qattiq jisimning hamma bo'lakchalariga ta'sir qilayotgan kuch momentlari yig'indisini ifodalaydi, ya'ni u qattiq jisimga ta'sir qilayotgan kuchlarning o'qqa nisbatan olingan to'la momenti M ni ifodalaydi. Shu bilan birga, agar Δf_i kuch qo'yilgan nuqta o'q atrofida shu Δf_i kuch yo'nalishida aylanayotgan bo'lsa $\Delta f_i r_i \cos \alpha_i$ ko'paytma plyus ishora bilan, aks holda – minus ishora bolan olinishi kerak. Biz ajratgan ayrim bo'lakchalarning inertsia momentlari yig'indisiga teng bo'lgan

$$I = \sum \Delta m_i r_i^2 \quad (7)$$

Kattalik jisimning o'qqa nisbatan inertsia momenti deyiladi¹. kuchlarning to'la momenti M va inertsia momenti I orqali (6) tenglikni quyidagicha yozamiz:

$$M = I\beta, \quad (6a)$$

Ya'ni qattiq jisim uchun ham (5) tenglik bilan bir hil bo'lgan tenglikni yozishimiz mukin.

Qattiq jisimni olgan burchak tezlanishi

$$\beta = M/I,$$

ya'ni u, ta'sir qilayotgan kuch momenti M ga to'g'ri praportsiyonal va inertsia momenti I ga teskari praportsiyonal bo'ladi. (6a) tenglikni Nyutonning ikkinchi qonunini ifodalovchi (1) tenglik bilan taqqoslasak, qattiq jisimning qo'zg'almas o'q atrofida aylanishida Nyutonning ikkinchi qonuni bilan tamomila bir hil bo'lgan munosabat bor ekanligini ko'ramiz; farq faqat shundaki, chiziqli tezlanish rolini burchak tezlanish, kuch rolini kuch momenti va massa rolini inertsia momenti bajaradi.

(6a) tenglikdan quyidagi natija kelib chiqadi; agar jisimga ta'sir qilayotgan kuch momenti nolga teng bo'lsa, burchak tezlanish ham nolga teng bo'ladi: $\beta=0$, ya'ni jisim o'zgarmas ω burchak tezlanish bilan aylanadi. Buning uchun jisimning inertsia momenti I o'zgarmas bo'lishi kerak. Albatta $\omega=0$ bo'lgan hususiy holda jisim tinch holatida turadi.

¹haqiqatdan massa bo'lakchalari cheksiz kichik qilib olinishi kerak. U holda yig'indilar integrallar bilan almashadi va jisimning inertsia momenti uchun quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

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

jisimning ρ zichligini kiritsak, $dm = \rho dV$ bo'ladi; bunda dV - hajm elementidir. Bundan

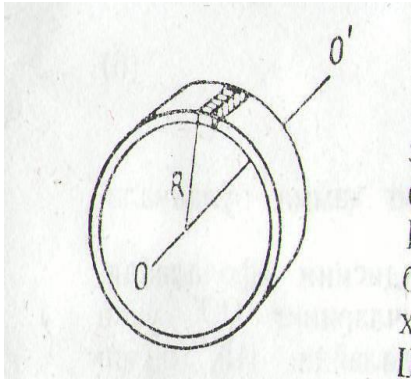
$$I = \int \rho r^2 dV, \quad (7a)$$

integrallash jisimning butun hajmi V bo'yicha bajarilishi kerak.

$$M = I \cdot \beta$$

$M=0$ bo'lganda, ya'niy qatiq jisimga tasir qilayotgan kuchlar momenti yo'q bo'lganda, $\beta = 0$ bo'ladi. Bu ω burchak tezlik vektori o'zgarmas demakdir, ya'niy qatiq jisim son qiymati o'zgarmaydigan burchak tezlikda aylanibgina qolmay, uning aylanish o'qi ham qo'zg'almas vaziyatiga ega bo'ladi.

inertsia momentilari. Ba'zi jisimlarning malum o'qlarga nisbatan inertsia momentilari bilan tanishamiz. eng soda misol sifatida m massali va R radiusli yupqa qavatli stlindirning (xalqaning) OO' simetriya



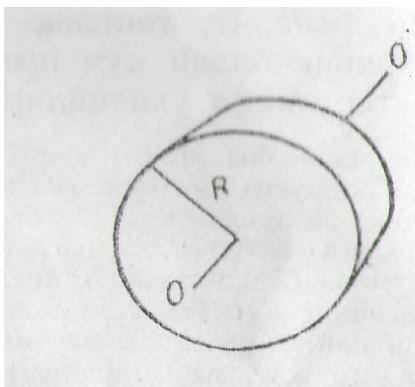
o'qiga nisbatan olingan inertsia momentini ko'ramiz (77-rasim). Stlindirni uning yasovchilari bilan chegaralangan ensiz bo'laklarga ajratamiz (bunday ensiz bo'laklardan biri 77-rasimda shtirixlangan). Tsilindir juda yupqa bo'lgani uchun bunday bo'lakning hamma nuqtalari OO' o'qdan bir xil R masofadan deb xisoblash mumkin. Shuning uchun bir bo'lakning inertsia momenti $\Delta I = \Delta m_i R^2$ bo'ladi; bunda Δm_i – bo'lakning massasi. Bu yupqa kovak stlindirning hammasi uchun inertsia momenti:

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

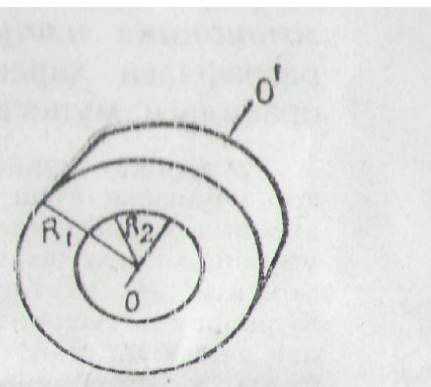
ammo $\sum_i \Delta m_i$ butun tsilindirning m massasini ifodalaydi, shuning uchun:

$$I = mR^2. \quad (1)$$

Qandaydir boshqa o'qqa nisbatan xuddi shu tsilindirning inertsia mometi boshqach bo'ladi.



78-rasm. Tsilindir OO' o'qqa
 OO' o'qqa
Nisbatan inertsia momenti
 $I = (1/2)mR^2$.ga teng



79-rasm. Kovak tsilindirning
nisbatan inertsia momenti
 $I = (1/2)m(R_1^2 + R_2^2),$

Ba'zi boshqa jisimlarning inertsia momentilarini xisoblab o'tirmay, ularning ifodalarini keltirib qo'ya qolamiz, cunki bunday xisoblashlar integrallash orqali Amalgam oshiralidi. Yaxlit stlindirning (diskning) o'z o'qiga nisbatan inertsia momenti (78-rasim) :

$$I = (1/2)mR^2. \quad (2)$$

Devorlari qalin bo'lgan *kovak stildirning* o'z o'qiga nisbatan inertsia momenti (79-rasim):

$$I = (1/2)m(R_1^2 + R_2^2), \quad (3)$$

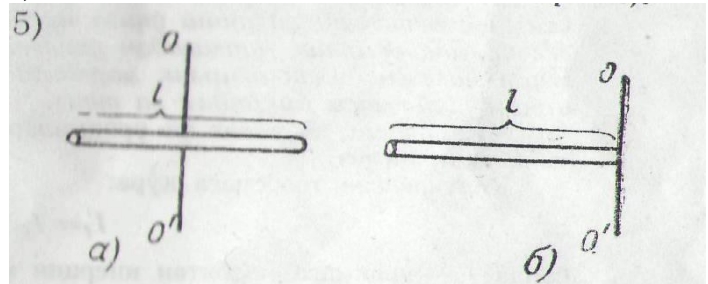
Bunda R_1 va R_2 – uning tashqi va ichki radiuslari.

i uzunlikdagi sterlenning uzunligiga tik ravishda o'rtasidan o'tuvchi o'qqa nisbatan inertsia momenti (80-a rasm):

$$I = (1/12)ml^2. \quad (4)$$

l uzunlikdagi sterjenning uzunligiga tik ravishda uning bir uchidan o'tuvchi o'qqa nisbatan inertsia momenti (80-b rasm):

$$I = (1/3)ml^2 \quad (5)$$



Sharining o'z markazidan o'tuvchi O'qqa nisbatan inertsia momenti:

$$I = (2/5)mR^2. \quad (6)$$

Inertsia momentining o'lchamligi

$$I = mr^2$$

80-rasm.

Sterjenning o'rtasidan o'tuvchi OO' o'qqa munosabatdan aniqlanadi; nisbatan inertsia momenti $I = (1/12)ml^2$ ga teng, bu munosabatdan: uning bir uchidan o'tuvchi o'qqa nisbatan inertsia

momenti $I = (1/3)ml^2$ ga teng.

$$[I] = [m] \times [r^2] = ML^2.$$

Shunday qilib, CGS-sistemada inertsia momenti $g \cdot cm^2$ larda o'lchanadi; texnik sistemada esa inertsia momenti o'lchanadigan birlik-(massaning texnik birligi) $\cdot m^2$ bo'ladi.

Xalqaro birliklar sistemasida (MKS) inertsia momentini $kg \cdot m^2$ larda ifodalaydilar, chunki bu sistemada massa birligi uchun kilogram va uzunlik birligi uchun metr qabul qilishgan.

Berilgan kuch momenti va inertsia momenti orqali jisimning burchak tezlanishini topishga bir misol keltiramiz.

Misol. radiusi $R = 0,5$ va inertsia momenti $I = 20 kg \cdot m^2$ bo'lgan g'ildirakka $M = 5 kgm$ o'zgarmas kuch momenti tasir qiladi: 1) burchak tezlanish va 2) g'ildirak gardishidagi nuqtaning 10 sekund oxiridagi chiziqli tezligi topilsin (boshlang'ich tezlik no'lga teng deb xisoblansin).

E c h i l i s h i. g'ildirakning burchak tezlanishi

$$\beta = M/I$$

xisoblashda birliklarning texnik sistemasidan foydalanamiz, u holda $I = 20/9,8$ texnik birlik, bo'ladi:

$$\beta = 5 \cdot 9,8/20 \text{ sek}^{-2} = 2,45 \text{ sek}^{-2}$$

xarakat boshlangandan t vaqt o'tgach, burchak tezlik

$$\omega = \beta t$$

bo'ladi. 10-sekundning oxirida gardishdagi nuqtalarning chiziqli tezligi

$$v = \omega R = 2,45 \cdot 0,5 \cdot 10 \text{ /sek} = 12,25 \text{ m/sek.}$$

Agar biror jismning o'z og'irlik markazidan o'tuvchi o'qqa nisbatan inersiya momenti ma'lum bo'lsa, bu o'qqa parallel bo'lgan istalgan o'qqa nisbatan inersiya momenti xam osogina aniqlanishi mumkin.

Bu tarzda bir inertsia momentidan ikkinchisiga quyidagi teorema asosida o'tiladi; *istalgan aylanish o'qiga nisbatan inertsia momenti shu 'qqaparallel bo'lgan og'irlik markazidan o'tuvchi nisbatan inertsia momenti va jism massasi bilan og'irlik markazidan aylanish o'qigacha masofa kvadratining ko'paytmasi yig'indisiga teng.*

Misol uchun sharning o'z urinmalaridan biriga nisbatan inersiya momentini aniqlaymiz.

Keltirilgan teoremaga ko'ra :

$$I_t = I_c + ma^2;$$

Bunda I_t -urinmaga nisbatan inertsia momenti, I_c -og'irlik markazidan o'tuvchi o'qqa nisbatan inertsia momenti, m -sharning massasi va a -urinmadan sharning markazigacha bo'lgan masofa. shar uchun $a=R$ va $I_c = \frac{2}{5}mR^2$ bo'lgani uchun :

$$I_t = (\frac{2}{5})mR^2 + mR^2 = (\frac{7}{5})mR^2.$$

Tayanch so'z va iboralar

Absolyut qattiq jism, impuls, impuls momenti, kuch momenti, kuch elkasi, inertsia momenti, aylanma harakat, jismning inertsia markazi, aylanma harakat uchun Nyutonning 2-chi qonuni.

Nazorat savollari

1. Absolyut qattiq jism deb nimaga aytiladi?
2. Kuch momenti va inertsia momenti qanday birliklarda ulchanadi?
3. Qattiq jism inertsia markazi harakatini tushuntiring?
4. Aylanma harakat qanday sodir bo'ladi?]
5. Inertsia momenti qanday kattalik?
6. Kuch momentining fizik mazmunini tushuntiring?
7. Impuls momentining yunalishi qanday aniqlanadi?
8. Kuch momentining yunalishi qanday usul bilan aniqlanadi?
9. Impuls momentining saqlanish qonuni qanday sharoitda bajariladi?

Asosiy adabiyotlar

1. O. Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.
2. I. V. Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1, M., Nauka, 2000g.
3. A. A. Detlaf, B. M. Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola". 2000g.
4. T. I. Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G. A. Zisman, O. M. Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Visshaya shkola", 1991 g
6. D. V. Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M. Nauka. 1977-90 g
7. O' . Q. Nazarov, H. Z. Ikromova va K. A. Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.
8. Nuomonxo'jaev A. S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent: «O'qituvchi», 1992, 208 b.

Ma'ruza. Qo'zg'almas o'qqa ega bo'lgan jismning va jismlar sistemasini muvozanat shartlari.

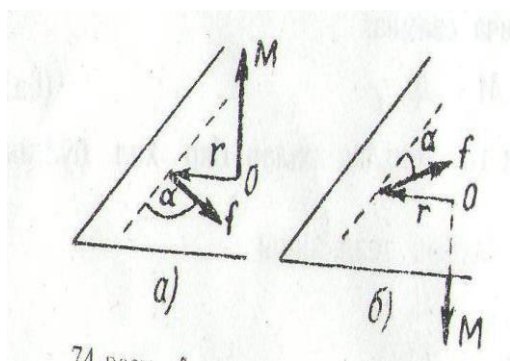
Reja:

1. Aylanish o'qiga ega bo'lmagan jism muvozanati.
2. Aylanish o'qiga ega bo'lgan jism muvozanati.

Qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan qattiq jisim inertsia momenti faqat shu qattiq jisimning ayrim qismlari bir-biri bilan mahkam biriktirilmagan holdagi o'zgarishi mumkin. Bu hol uchun (6a) formulani tadbqiq qilib bo'lmaydi, chunki bu formula chiqarilayotganda kuchlarning bog'lanishi bo'yicha yo'nalgan tashkil etuvchilari bog'lanishlarining reaksiyalari bilan o'zaro muvozanatlashadi va ular qattiq jisimning ba'zi qismlarining boshqalariga nisbatan siljitmaydilar deb hisoblangan edi.

Bi zyuqorida burchak tezlik ω va burchak tezlanish β vector sifatida qaralishi mumkin ekanini ko'rgan edik. Kuchning nuqtaga nisbatan momenti ham vector sifatida qaralishi va (6a) tenglikni vector ko'rinishida yozish mumkin.

Biror f kuchni olib tekshiramiz (74-a Rasm), shu kuchning O nuqtaga nisbatan momentini aniqlaymiz.



Ravshanki momentning to'laharakteristikasi quyidagilardan iborat:

1) momentning son qiymati $fr\cos\alpha$; 2) f kuch bilan O nuqta yotgan tekislik; 3) kuch ta'sir qilayotgan yo'nalish. Agar biz biror M vector olib: 1) uning son qiymati uchun $fr\cos\alpha$ ko'paytmani olsak, 2) uni f kuch bilan O nuqta yotgan tekislikka tik qilib o'tkazsak va 3) uning yo'nalishi kuchning yo'nalishi bilan qandaydir tarzda bir qiymatdiravishda bog'lansa, kuch momentining yuqorida keltirilgan uch harakteristikasi shu *birgina* M vector orqali ifodalanishi mumkin. Kuchning M vektorning yo'nalishi orasidagi bog'lanishni yana „parma qoidasi“ yordamida aniqlaymiz: agar O nuqtada joylashgan parma dastasi ta'sir qilayotgan kuchning yonalishida aylansa, parmaning ilgarilanma harakati yo'nalishi M vektorning yo'nalishini aniqlaydi.

74-rasm. f kuchning O nuqtaga nisbatan momentini M vector orqali ifodalanadi. 74-a rasmda tasvirlangan holda M vector yuqoriga yo'nalgan bo'lgan, 74-b rasmda tasvirlangan holda pastga yo'nalgan bo'lgan.

ladi. M vector kuch momentining vektoridir.

Agar tekshirishga r va f vektorlar orasidagi $\angle r, f$ burchakni kiritsak, $\alpha < \pi/2$ bo'ladi; bundan f kuch momentining son qiymati

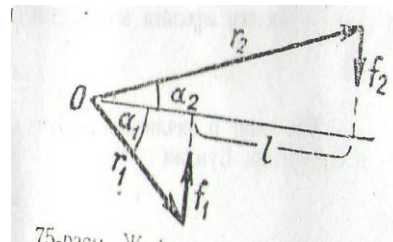
$$M = fr\sin\alpha (\angle r, f)$$

ekanini topamiz.

Demak, agar biz 13-paragrafda kiritilgan vector ko'paytma haqidagi tasavvurdan foydalansak, f kuchning momenti

$$M = rf \quad (3a)$$

Vector ko'paytma haqidagi tasavvurdan foydalansak, f kuchning momenti vector ko'paytma bilan ifodalanadi, degan hulasaga kelamiz, bunda r moment olinayotgan f kuch qo'yilgan nuqtaga O nuqtadan (moment shu nuqtadan olinayotir) o'tkazilgan radius vektoridir.



Endi *juft kuchning* ko'rib chiqamiz. Juft kuch deb, bir to'g'ri

Chiziq bo'yicha ta'sir qilmayotgan ikkita bir biriga teng va qarama

qarshi yo'nalgan kuchlarga aytiladi (75-rasm). Juft kuchning kuchlar

yotgan tekisligidagi biror O nuqtaga nisbatan momentini olamiz. *Juft*

kuchning momenti O nuqtaning qayerida joylashganligiga bog'liq emas. Ihtiyoriy joylashgan O nuqtani olamiz (75-rasm). u holda f_1

kuchning O nuqtaga nisbatan momenti son jihatdan $f, r, \cos \alpha_1$ ga teng

bo'lib, rasm tekisligiga tik ravishda old tomonga yo'nalgan bo'ladi. 75-rasm. juft

kuchning O nuqtaga nisba-

f_2 kuchning momenti son jihatdan $f_2 r_2 \cos \alpha_2$ ga teng bo'lib, rasm tan momenti u

tekisligiga tik ravishda orqa tomonga yo'nakgan. Shunday qilib, emas.

$f_1 r_1 \cos \alpha_1$ va $f_2 r_2 \cos \alpha_2$ momentlar qarama qarshi tomonga yo'nalgan va demak, juft kuchni hosil qiluvchilar ikki kuchning natijaviy momenti

$$M = f_2 r_2 \cos \alpha_2 - f_1 r_1 \cos \alpha_1$$

bo'ladi. f_1 va f_2 kuchlar son jihatdan bir-biriga

ularning umumiy qiymatini f orqaliy,

$r_2 \cos \alpha_2 - r_1 \cos \alpha_1$ ayirmasini esa l orqaliy belgilaymiz (l -kuchlar tasir qilayotgan to'g'ri chiziqlar orasidagi masofa dir), u xolda:

$$M = fl. \quad (8)$$

l – *juft kuch yelkasi* deyiladi. Juft kuchning

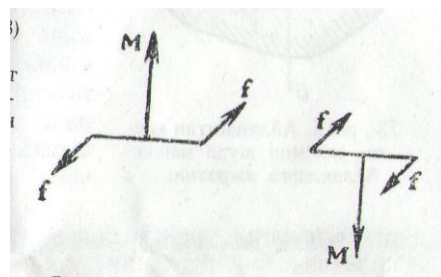
M momenti son jihatdan kuchlarning birining

son qiymati f bilan juft kuch yelkasi ko'paytmasiga

teng. Juft kuch momenti vektorining yo'nalishi juft

kuchni tashkil qiluvchi kuchlarning yo'nalishi bilan momenti M vektori orqali ifodalandi.

Parma qoidasi yordamida bog'langan (76-rasm).



teng;

76-rasm. Juft kuching

Tayanch so'z va iboralar.

Absolyut qattiq jism, kuch momenti, kuch elkasi, inertsia momenti, aylanma harakat, jismning inertsia markazi, aylanma harakat uchun Nyutonning 2-chi qonuni.

Nazorat savollari

1. Absolyut qattiq jism deb nimaga aytiladi?
2. Kuch momenti qanday birliklarda ulchanadi?
3. Qattiq jism inertiya markazi harakatini tushuntiring?
4. Aylanma harakat qanday sodir bo'ladi?]
6. Kuch momentining fizik mazmunini tushuntiring?
8. Kuch momentining yunalishi qanday usul bilan aniqlanadi?

Ma'ruza. Impuls momenti. Og'irlik va inersiya markazlari uni aniqlash usullari. Qattiq jism inersiya markazining harakat qonuni. Shteyner teoremasining tadbiqi.

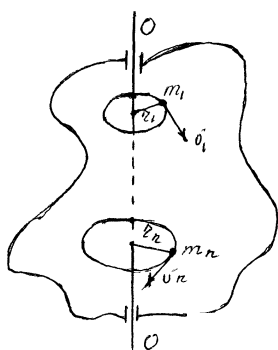
Reja:

1. Qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan qattiq jismning inersiya momenti va kinetik energiyasi. Shteyner tenglamasi.

2. Impuls momenti va uning o'zgarish qonuni. Aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi.

1. Qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan qattiq jismning inersiya momenti va kinetik energiyasi. Shteyner tenglamasi.

Qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan absolyut qattiq jismni ko'raylik (5.1-rasm).



5.1-rasm

Tekshirilayotgan qattiq jism n ta moddiy nuqtalardan iborat bo'lsin. Moddiy nuqtalarning massalari $m_1, m_2, \dots, m_n$ ta'sir etuvchi tashqi kuchlar $F_1, F_2, \dots, F_n$ chiziqli tezliklari $v_1, v_2, \dots, v_n$ va burchak tezligi ω bo'lsin.

Jismning aylanishdagi kinetik energiyasini topish uchun har bir moddiy nuqtaning kinetik energiyasini topib, so'ngra ularning yig'indisini olamiz:

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} = \frac{m_1}{2} (\omega \cdot r_1)^2 = m_1 r_1^2 \frac{\omega^2}{2},$$
$$\frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{m_2}{2} (\omega \cdot r_2)^2 = m_2 r_2^2 \frac{\omega^2}{2},$$

$$\dots\dots\dots$$
$$\frac{m_n v_n^2}{2} = \frac{m_n}{2} (\omega \cdot r_n)^2 = m_n r_n^2 \frac{\omega^2}{2},$$

$$\sum_{i=1}^n \frac{m_i v_i^2}{2} = \sum_{i=1}^n m_i r_i^2 \frac{\omega^2}{2}. \quad (5.1)$$

(5.1) – tenglikda

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

va

$$\sum_i m_i r_i^2 = J \quad (5.2)$$

deb belgilasak, qo'zg'almas o'q atrofida aylanuvchi qattiq jismning kinetik energiyasining ifodasini quyidagicha yozamiz:

$$Z = \frac{J\omega^2}{2}. \quad (5.3)$$

Bu tenglikni ilgarilanma harakatdagi jism kinetik energiyasi ($E_k = \frac{m\mathcal{G}^2}{2}$) bilan taqqoslasak, aylanma harakatdagi jismning inersiya momenti J jism inertligining o'lchovi ekanligi kelib chiqadi.

Jismning inersiya momenti qancha katta bo'lsa, jism katta tezlik olishi uchun shuncha ko'proq energiya sarflash kerak. 5.2 - tenglikdagi J jismning o' aylanish o'qiga nisbatan inersiya momenti deyiladi.

5.2 - tenglikdan *moddiy nuqtaning inersiya momenti moddiy nuqta massasining nuqtadan aylanish o'qigacha bo'lgan masofa kvadratiga ko'paytirilganiga tengligi kelib chiqadi*. Ya'ni:

$$J = m r^2. \quad (5.4)$$

Xalqaro birliklar tizimi (SI)da jismning inersiya momenti (5.4) tenglikka ko'ra $\text{kg} \cdot \text{m}^2$ larda o'lchanishi kelib chiqadi. Gorizantal tekislikda harakatlanayotgan g'ildirakli jism energiyasi, jismning ilgarilanma harakat va aylanma harakatidagi kinetik energiyalarining yig'indisidan tashkil topadi:

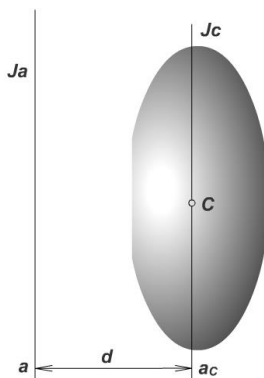
$$W = \frac{m\mathcal{G}^2}{2} + \frac{J\omega^2}{2} \quad (5.5)$$

Qat'iy qilib aytganda, jismni m massasi uning V hajmi bo'yicha uzluksiz taqsimlangan mexanik sistema sifatida qarash lozim, bunda jismning inersiya momenti

$$J = \int_{(m)} \rho^2 dm = \int_{(V)} \rho^2 D dV \quad (5.6)$$

bo'ladi. Bu erda D - jismning zichligi, $dm=D dV$ - jismning aylanish o'qidan ρ masofada turgan dV hajm kichik elementining massasi. Jismning inersiya momenti uning materialiga, shakliga, o'lchamiga, shuningdek, jismning aylanish o'qiga nisbatan joylashishiga bog'liq.

Agar *Shteyner teoremasidan* foydalanilsa, ixtiyoriy o'qqa nisbatan jismning inersiya momentini hisoblash osonlashadi: *jismning ixtiyoriy a o'qqa nisbatan inersiya momenti, bu o'qqa parallel va jismning C massa markazidan o'tgan o'qqa nisbatan inersiya momenti J_s bilan jism massasi m ni shu o'qlar orasidagi masofaning kvadratiga ko'paytmasining yig'indisiga teng* (5.2-rasm):



5.2-rasm.

$$J_a = J_c + md^2 \quad (5.7)$$

Bu teoremani isbotlaymiz. 5.2-rasmda a va a_s o'qlar chizma tekisligiga tik yo'nalgan, massasi dm bo'lgan jismning kichik elementidan bu o'qlargacha bo'lgan masofalar a va a_s bilan belgilangan. Kosinuslar teoremasi bo'yicha $\rho^2 = \rho_0^2 + d^2 + d\rho_c \cos \varphi$ va

$$J_a = \int_{(m)} \rho^2 dm = \int_{(m)} \rho_c^2 dm + md^2 + 2d \int_{(m)} x^* dm$$

bo'ladi. Bu erda $x^* = \rho_s \cos \varphi$ - jism dm elementining boshlanishi jism massa markazida va abstsissasi a va a_s o'qlar bilan kesishuvchi va ular yotgan tekislikka tik bo'lgan koordinatalar sistemasidagi abstsissasi. Massa markazining (5.4) taorifdan

$$\int_{(m)} x^* dm = mx_c^* = 0$$

bo'lishi kelib chiqadi, chunki jismning massa markazi koordinata boshi bilan mos tushadi. Shunday qilib (5.7) munosabatning to'g'riligi isbotlandi.

Sodda shaklli jismlar inersiya momentlarini hisoblashga bir necha misollar ko'ramiz.

1-misol. Massasi m va radiusi R bo'lgan yupqa devorli doiraviy silindrning o'qiga nisbatan inersiya momenti.

Bunday silindrning hamma kichik elementlari uning massa markazi C dan o'tgan o'qdan bir xil R masofada joylashgan.

Shuning uchun

$$J_s = \int_{(m)} R^2 dm = mR^2 \quad (5.8)$$

bo'ladi.

2-misol. Massasi m va radiusi R bulgan bir jinsli yaxlit silindrning o'qiga nisbatan inersiya momenti.

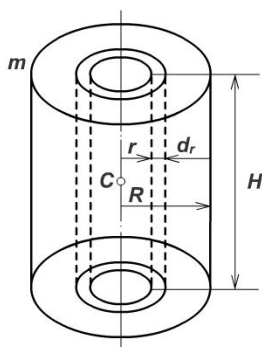
Silindrni fikran juda ko'p sonli umumiy o'qli yupqa silindrlarga bo'lamiz. Aytaylik ulardan birortasining radiusi r , devorining qalinligi esa $dr \ll r$ bo'lsin. Bu kichik silindr elementining inersiya momenti

$$dJ_c = r^2 dm = r^2 2\pi rHDdr \quad (5.9)$$

bo'ladi. Bu erda N - silindr balandligi; D - uning zichligi. Yaxlit silindrning inersiya momentini uning hamma kichik elementlari inersiya momentlarini yig'ib, ya'ni (5.9) ifodani r bo'yicha 0 dan R gacha integrallab topamiz:

$$J_c = 2\pi HD \int_0^R r^2 dr = \frac{1}{2} \pi R^2 HD = \frac{mR^2}{2} \quad (5.10)$$

bunda $m = D\pi R^2 N$ silindrning massasi (5.3-rasm).



5.3-rasm.

3-Misol. Massasi m va uzunligi l bo'lgan bir jinsli ingichka sterjenning o'rtasidan o'tgan o'qqa nisbatan inersiya momenti. Sterjenni fikran kichik bo'lakchalarga bo'lamiz. Aytaylik x - bunday bo'laklardan birining aylanish o'qigacha bo'lgan masofasi, dx -bo'lakchanning uzunligi. U holda bu elementning inersiya momenti

$$dJ_c = x^2 dm = x^2 DS dx \quad (5.11)$$

bo'ladi. Bu erda S - sterjenning ko'ndalang kesim yuzasi; D - uning zichligi. Sterjenning bitta yarmining inersiya momentini (5.11) ifodani x bo'yicha 0 dan $l/2$ gacha integrallab topamiz, butun sterjenning inersiya momenti ikki marta katta:

$$J_c = 2DS \int_0^{l/2} x^2 dx = \frac{2}{3} DS \left(\frac{l}{2} \right)^3 = \frac{ml^2}{12}, \quad (5.12)$$

chunki sterjenning massasi $m = D/S$. Pirovordida m massali va R radiusli bir jinsli sharning uning markazidan o'tgan o'qqa nisbatan inersiya momentini tayyor holda keltiramiz:

$$J_c = \frac{2}{5} mR^2. \quad (5.13)$$

2. Impuls momenti va uning o'zgarish qonuni. Aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi

Aytaylik, qattiq jism n -ta moddiy nuqtalardan iborat bo'lsin. Moddiy nuqta massalarini $m_1, m_2, \dots, m_n$, ta'sir etuvchi tashqi kuchlarni $F_1, F_2, \dots, F_n$, aylanish o'qidan qattiq jismgacha bo'lgan masofalarni $r_1, r_2, \dots, r_n$, chiziqli tezliklarini $\vartheta_1, \vartheta_2, \dots, \vartheta_n$ va burchak tezligini ω bilan belgilaylik. Moddiy nuqtalarga ta'sir etuvchi kuchlarni dinamikaning ikkinchi qonuniga asosan topib, so'ngra ularni yig'indisini olamiz:

$$\begin{aligned} F_1 &= m_1 \frac{d\vartheta_1}{dt} = m_1 r_1 \cdot \frac{d\omega}{dt} = m_1 r_1 \varepsilon, \\ F_2 &= m_2 \frac{d\vartheta_2}{dt} = m_2 r_2 \cdot \frac{d\omega}{dt} = m_2 r_2 \varepsilon, \\ &\dots\dots\dots \\ F_n &= m_n \frac{d\vartheta_n}{dt} = m_n r_n \cdot \frac{d\omega}{dt} = m_n r_n \varepsilon. \end{aligned} \quad (5.14)$$

(5.14) - tenglamalar tizimining har ikki tomonlarini: $r_1, r_2, \dots, r_n$ ga ko'paytiramiz va qo'shamiz:

$$F_1 r_1 + F_2 r_2 + \dots + F_n r_n = (m_1 r_1^2 + m_2 r_2^2 + \dots + m_n r_n^2) \varepsilon \quad (5.15)$$

yoki

$$M_1 + M_2 + \dots + M_n = (J_1 + J_2 + \dots + J_n) \varepsilon.$$

U holda

$$M_1 + M_2 + \dots + M_n = M$$

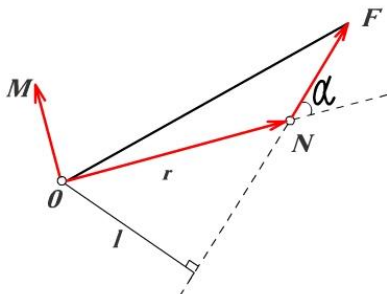
va

$$J_1 + J_2 + \dots + J_n = J$$

deb belgilasak, 5.15-tenglikni:

$$M = J \cdot \varepsilon \quad (5.16)$$

ko'rinishda yozamiz. 5.16 - tenglik aylanma harakat uchun dinamikaning ikkinchi qonunini ifodalaydi. Bu tenglikka ko'ra jismga qo'yilgan aylantiruvchi kuch momenti jismning inersiya momentini burchak tezlanishga ko'paytirilganiga teng. 5.16-tenglikdan ko'rinadiki, aylantiruvchi moment hosil qilgan burchak tezlanish (ε) jismning inersiya momentiga bog'lanib o'zgaradi, ya'ni jismning inersiya momenti qancha katta bo'lsa, burchak tezlanishi shuncha kichik bo'ladi.



5.4 – rasm.

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:

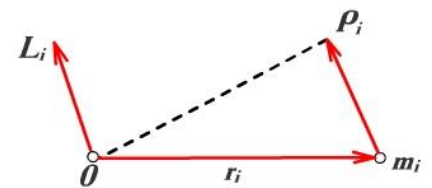
$$\vec{M} = [\vec{r} \vec{F}]. \quad (5.17)$$

M vektori r va F vektorlar tekisligiga o'ng parma qoidasi bo'yicha tik yo'nalgan (5.4-rasm). Kuch momentining moduli

$$M = Fr \sin \alpha = Fl \quad (5.18)$$

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

Biz n moddiy nuqtadan tashkil topgan mexanik sistemani ko'ramiz (xususan bu qattiq jism ham bo'lishi mumkin, lekin biz hozircha bunday cheklashni qo'ymaymiz).



5.5-rasm.

Moddiy nuqtaning qo'zg'almas O nuqtaga nisbatan impuls momenti L_i - deb, moddiy nuqtaning O nuqtadan o'tgan r_i - radius vektori bilan shu moddiy nuqtaning $R_i = m_i V_i$ - impulsining vektor ko'paytmasiga aytiladi (5.5-rasm):

$$\vec{L}_i = [\vec{r}_i m_i \vec{V}_i] = [\vec{r}_i \vec{P}_i]. \quad (5.19)$$

Mos xolda, **qo'zg'almas O nuqtaga nisbatan mexanik sistemaning impuls momenti** deb, sistemaning barcha moddiy nuqtalarining shu nuqtaga nisbatan impuls momentlarining geometrik yigindisiga teng bo'lgan vektorga aytiladi:

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^n \vec{L}_i = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i \vec{P}_i]. \quad (5.20)$$

(5.20) ifodani t vaqt bo'yicha differensiyalaymiz:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{d}{dt} \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i \vec{P}_i] = \sum_{i=1}^n \frac{d}{dt} [\vec{r}_i \vec{P}_i] = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i \frac{d\vec{P}_i}{dt}]$$

chunki, $\left[\frac{dr_i}{dt} \right] = [\vec{V}_i \vec{P}_i] = 0$.

(5.19) va (5.20) ifodalardan

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{d}{dt} \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i \vec{F}_i^{tash}] + \sum_{i=1}^n \left[\vec{r}_i \sum_{k=1}^n \vec{F}_{ik} \right] \quad (5.21)$$

bo'lishi kelib chiqadi.

Mexanik sistemaga ta'sir etuvchi hamma tashqi kuchlarning O nuqtaga nisbatan momentlarning geometrik yigindisiga teng bo'lgan vektor O nuqtaga nisbatan tashqi kuchlarning bosh momenti deyiladi.

$$\vec{M}^{tash} = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i \vec{F}_i^{tash}]. \quad (5.22)$$

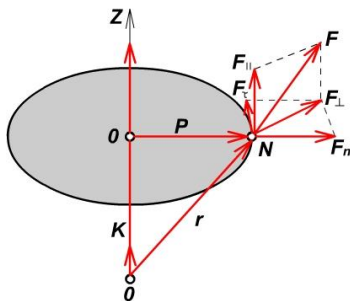
(5.21) tenglamaning o'ng tomonidagi 0 nuqtaga nisbatan barcha ichki kuchlarning yig'indisini ko'rsatuvchi ikkinchi summa nolga teng ekanini ko'rsatamiz. Bu summada F_{ir} va F_{ri} kuchlarning juft momentlari ishtirok etadi:

$$\vec{M}_{ik} = [\vec{r}_i \vec{F}_{ik}] \text{ va } \vec{M}_{ki} = [\vec{r}_k \vec{F}_{ki}] \quad \vec{M}_{ki} = [\vec{r}_k \vec{F}_{ki}].$$

Nyutonning uchinchi qonunidan

$$\vec{M}_{ik} + \vec{M}_{ki} = [\vec{r}_i \vec{F}_{ik}] + [\vec{r}_k \vec{F}_{ki}] = [\vec{r}_i \vec{F}_{ik}] - [\vec{r}_k \vec{F}_{ik}] = [(\vec{r}_i - \vec{r}_k) \vec{F}_{ik}]$$

bo'lishi kelib chiqadi.



5.6-rasm.

5.6- rasmdan ko'rinadiki, $(\vec{r}_i - \vec{r}_k)$ va $\vec{F}_{ik}$ vektorlar kollinear. Shuning uchun ularning vektor ko'paytmalari nolga teng. Demak,

$$\sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^n \vec{M}_{ik} = \sum_{i=1}^n \left[\vec{r}_i \sum_{i=1}^n \vec{F}_{ik} \right] = 0, \quad (5.23)$$

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}^{tash} \quad (5.24)$$

bo'ladi.

(5.24) tenglama impuls momentining o'zgarish qonunini ifodalaydi:

Qo'zg'almas nuqtaga nisbatan mexanik sistemaning impuls momentidan vaqt bo'yicha olingan hosila, sistemaga ta'sir qiluvchi barcha tashqi kuchlarning o'sha nuqtaga nisbatan bosh momentiga teng.

Mexanik sistemaning o'qqa nisbatan impuls momenti deb, ko'rilayotgan o'qdan ixtiyoriy tanlangan nuqtaga nisbatan sistema impuls momenti vektorining shu o'qqa proeksiyasiga aytiladi. Mos xolda, **o'qqa nisbatan kuch momenti** deb, shu o'qqa ixtiyoriy tanlangan nuqtaga nisbatan kuch momenti vektorining shu o'qqa proeksiyasiga aytiladi.

O'qda nuqtani tanlash shu nuqtaga nisbatan impuls momenti va kuch momenti qiymatlariga ta'sir qiladi, lekin shu bilan bir vaqtda o'qqa nisbatan impuls va kuch momentlari qiymatiga hech qanday ta'sir qilmasligini isbot qilish mumkin.

(5.24) tenglamani markazi 0 nuqtada bo'lgan to'g'ri burchakli dekart koordinata sistemasi o'qlaridagi proeksiyalaridan

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = M_y^{tash}, \frac{d\vec{L}}{dt} = M_z^{tash} \quad (5.25)$$

tenglamalarga ega bo'lamiz.

(5.25) tenglamalardan ko'rinadiki, qo'zg'almas o'qqa nisbatan mexanik sistemaning impuls momentidan vaqt bo'yicha olingan hosila sistemaga ta'sir qiluvchi barcha tashqi kuchlarning shu o'qqa nisbatan bosh momentiga teng.

(5.24) tenglama qo'zg'almas 0 nuqtaga nisbatan L impuls va M^{tash} tashqi kuch momenti uchun o'rinli. Endi, L bilan A nuqtaga nisbatan erkin xolda harakatlanayotgan mexanik sistemaning L_A impuls momenti orasida qanday bog'lanish borligini tushuntiramiz. L_A ni hisoblashda biz sistema moddiy nuqtalarining koordinata boshi 0 nuqtada bo'lgan qo'zg'almas inersial sanoq sistemasiga nisbatan harakatiga mos keluvchi R_i impulslari qiymatlarini qo'yamiz (ya'ni, L ni hisoblashda qanday bo'lsa, o'shandek). Bunda r_A -A nuqtaning K sanoq sistemasidagi radius-vektori bo'lsin. U xolda A nuqtadan sistemaning birinchi nuqtasiga o'tkazilgan radius-vektori $r'_i = r_i - r_A$ bo'ladi. Shuning uchun

$$\vec{L}_A = \frac{d}{dt} \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i \vec{P}_i] = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i \vec{P}_i] - \left[\vec{r}_A \sum_{i=1}^n \vec{P}_i \right]$$

yoki

$$\vec{L}_A = \vec{L} - [\vec{r}_A \vec{P}] \quad (5.26)$$

bo'lishi kelib chiqadi. Bu erda R - sistemaning K sanoq sistemasiga nisbatan impulsi. Bu munosabatni differensiallab,

$$\frac{d\vec{L}_A}{dt} = \frac{d\vec{L}}{dt} - [\vec{V}_A \vec{P}] - \left[\vec{r}_A \frac{d\vec{P}}{dt} \right]$$

ifodani olamiz.

(5.24) ga binoan, $\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F}^{tash}$ bo'lgani uchun yuqoridagi ifoda quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{d\vec{L}_A}{dt} = \frac{d\vec{L}}{dt} - [\vec{V}_A \vec{P}] - \left[\vec{r}_A \frac{d\vec{P}}{dt} \right]. \quad (5.27)$$

A nuqtaga nisbatan tashqi kuchlarning momenti

$$M_A^{\dot{\alpha}\dot{\alpha}\theta} = \sum_{i=1}^n [\vec{r}' \vec{F}_i^{tash}] = \sum_{i=1}^n [\vec{r}' \vec{F}_i^{tash}] - \left[\vec{r}_A \sum_{i=1}^n \vec{F}_i^{tash} \right],$$

ya'ni,

$$\vec{M}_A^{tash} = \vec{M}^{tash} - [\vec{r}_A \vec{F}^{tash}] \quad (5.28)$$

(5.24), (5.27) va (5.28) lardan

$$\frac{d\vec{L}_A}{dt} = \vec{M}^{tash} - [\vec{V}_A \vec{P}] \quad (5.29)$$

kelib chiqadi.

Xususan, agar A nuqta sifatida sistemaning massa markazi olinsa, $V_A = V_c$ bo'lib, $[\vec{V}_c \vec{P}] = 0$ bo'ladi. Shuning uchun

$$\frac{d\vec{L}_A}{dt} = \vec{M}^{tash} \quad (5.30)$$

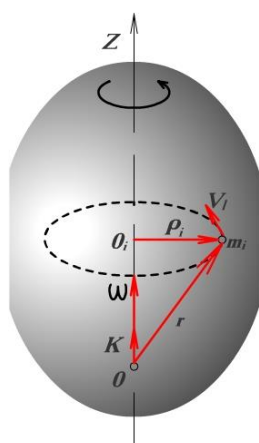
bo'lishi kelib chiqadi.

Mexanik sistemaning massa markaziga nisbatan impuls momentidan vaqt bo'yicha olingan hosila, sistemaga ta'sir etuvchi barcha tashqi kuchlarning o'sha nuqtaga nisbatan bosh momentiga teng.

Ko'rsatish mumkinki, hisoblashda teng xuquqli ravishda sistema barcha nuqtalarining K qo'zg'almas sanoq sistemasidagi yoki unga nisbatan massa markazi tezligi bilan ilgariylanma harakatlanayotgan sanoq sistemasidagi harakatlarining impulslerini olish mumkin. Haqiqatdan ham, $r'_i = r^*_i = r_i - r_c$ va $v^*_i = v_i - v_c$ belgilaridan foydalanib,

$$L = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i^* \vec{P}_i] = \sum_{i=1}^n [m_i \vec{r}_i^* (\vec{v}_i^* + \vec{v}_c)] = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i^* \vec{P}_i] + m [\vec{r}_c^* \vec{v}_c] = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i^* \vec{P}_i]$$

formulani olamiz, chunki $r_c^* = 0$.



5.7-rasm.

Dekart koordinatalar sistemasini shunday joylashtiramizki, OZ o'q jismning aylanish o'qi bilan mos tushsin, uning k orti esa jismning burchakli tezligi bilan bir xil yo'nalsin (5.7-rasm). Bunda $\varpi = \omega_z \vec{k}$, bu erda $\omega_z = \omega > 0$.

Qo'zg'almas OZ o'q atrofida aylanuvchi jism dinamikasining tenglamasi

$$\frac{dL_z}{dt} = M_z^{tash} \quad (5.31)$$

ko'rinishga ega bo'ladi.

Aylanuvchi jismning o'qqa nisbatan impuls momenti bilan burchakli tezlik orasidagi bog'lanishni topamiz. 5.7-rasmdan ko'rinadiki, jism tarkibiga kiruvchi m_i massali moddiy nuqtaning radius-vektori $\vec{r}_i = \vec{OO_i} + \vec{\rho_i}$ bo'ladi, bunda O_i -tekshirilayotgan moddiy nuqta harakatlanayotgan ρ_i radiusli aylananing markazi. Koordinata boshi 0 ga nisbatan jismning impuls momenti

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i m_i \vec{v}_i] = \sum_{i=1}^n [(\vec{O}\vec{O}_i m_i \vec{v}_i) + \sum_{i=1}^n [\vec{\rho}_i m_i \vec{v}_i]].$$

Vektor $[\vec{O}\vec{O}_i m_i \vec{v}_i]$ OZ o'qiga tik, vektor $[\vec{\rho}_i m_i \vec{v}_i]$ esa OZ o'q bo'ylab yo'nalgan. Shunday qilib,

$$L_z = \sum_{i=1}^n m_i \rho_i^2 \omega_z. \quad (5.32)$$

Mexanik sistemani tashkil qiluvchi hamma moddiy nuqta m_i massalarining aylana o'qidan ulargacha bo'lgan ρ_i masofaning kvadratiga ko'paytmasining yig'indisiga teng bo'lgan J kattalik sistemaning shu o'qqa nisbatan inersiya momenti deyiladi:

$$J = \sum_{i=1}^n m_i \rho_i^2. \quad (5.33)$$

Shunday qilib, jismning OZ o'qqa nisbatan impuls momenti

$$L_z = J\omega_z \quad (5.34)$$

bo'ladi. Bu erda J jismning OZ aylanish o'qiga nisbatan inersiya momenti. (5.34) ni differensiallab, quyidagi shaklda qayta yozishimiz mumkin:

$$\frac{d}{dt}(J\omega_z) = M^{tash} \quad (5.35)$$

Agar jism aylanish jarayonida deformatsiyalanmasa, uning inersiya momenti o'zgarmaydi va (5.35) da uni diferentsial belgisi ostidan chiqarish mumkin:

$$J \frac{d\omega_z}{dt} = M_z^{tash}$$

yoki

$$J\varepsilon_z = M_z^{tash} \quad (5.36)$$

bu erda $\varepsilon_z = d\omega_z/dt$ - burchakli tezlanish vektorining OZ aylanish o'qiga proeksiyasi.

(5.36) dan ko'rinadiki, ε_z inersiya momenti J ga teskari proporsional. Demak, jismning aylanish o'qiga nisbatan inersiya momenti uning shu o'q atrofida aylanishidagi jism inertligining o'lchovidir.

Impuls 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:

$$M = J \frac{\omega - \omega_0}{t} \quad \text{yoki} \quad Mt = J\omega - J\omega_0 \quad (7.17)$$

kabi yozamiz. 7.17 - tenglikda M_t - kuch momenti impulsi, $J\omega$ - harakat miqdor momenti. 7.17 - 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:

$$J_1\omega_1 + J_2\omega_2 + \dots + J_n\omega_n = \text{const} \quad (7.18)$$

7.18 - tenglikka ko'ra yopiq tizimdagi jismlarning harakat miqdor momentlarining yig'indisi o'zgarmas miqdorga teng. Agar yopiq tizim bitta jismdan iborat bo'lsa, 7.18 - tenglik:

$$J\omega = \text{const} \quad (7.19)$$

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 Jukovskiy o'rindiqida (skamyasida) namoyish qilish mumkin. Odam qo'lini yozib o'rindiq (skamya) 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 hususiyatlari 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 hususiyatlari 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 hususiyatlari 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 hususiyatlari 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

$$A_{12} = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} = E_2 - E_1 \quad (7.20)$$

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 ishini topamiz:

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

Integrallashdan so'ng

$$A_{12} = u_1 - u_2 + \int \frac{\partial u}{\partial t} dt \quad (7.21)$$

ifodani hosil qilamiz.

7.20 va 7.21 dan

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

yoki

$$(E_2 + u_2) - (E_1 + u_1) = \int \frac{\partial u}{\partial t} dt \quad (7.22)$$

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

$$E_1 + u_1 = E_2 + u_2 \quad (7.23)$$

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 yoʻnalish va miqdor jihatidan oʻzgarmay qolsin. Fazoning bir jinsligi sababli bunday siljishda ish bajarilmaydi: $(\mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 + \mathbf{F}_3) \cdot \mathbf{r} = 0$. Demak, bu ish r koʻchish qanday boʻlishidan qatʼiy nazar nolga teng boʻladi. Bundan berk tizim uchun $\mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 + \dots = 0$ ekanligi kelib chiqadi. Bu xulosa Nyutonning II –qonunidan kelib chiqadigan impuls saqlanish qonunini ifodalaydi, yaʼni

$$d\mathbf{R} = 0 \text{ yoki } \mathbf{R} = \text{const} \quad (7.24)$$

Demak, impulsning saqlanish qonuni fazoning bir jinsligi natijasidir, chunki fazoning ana shu xususiyati tufayli berk tizim bir butun holda koʻchirilganda ham uning impulsi oʻzgarishsiz saqlanadi.

v). Impuls momentining saqlanish qonuni bilan fazoning izotropligi orasidagi bogʻlanish.

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

$$\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 + \dots = 0 \quad (7.25)$$

Bundan toʻgʻridan-toʻgʻri

$$d\mathbf{L} = 0 \text{ yoki } \mathbf{L} = \text{const} \quad (7.26)$$

ekanligi kelib chiqadi. Bundan koʻrinadiki, berk tizim impuls momentining saqlanish qonuni fazoning izotropligi natijasidir. Chunki fazoning ana shu hususiyatiga koʻra berk tizim butun holatda biror burchakka burilganda berk tizimning impuls momenti oʻzgarmaydi.

Tayanch soʻzlar va iboralar: Absolyut qattiq jism, tashqi kuchlar, chiziqli tezliklar, kinetik energiya, inersiya momenti, kuch momenti, burchak tezlanish, kuch impulsi, harakat miqdor momenti.

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 oʻrtasida qanday farq bor?
3. Aylanma harakat uchun dinamika ikkinchi qonuni ifodasini yozing va tushuntiring.
4. Yopiq mexanik tizim uchun harakat miqdor momentining saqlanish qonunini taʼriflang.
5. Harakat miqdor momenti deb nimaga aytiladi?
6. Aylanma harakatdagi qattiq jismning kinetik energiyasi qanday ifodalanadi?
7. Shteyner teoremasini taʼriflang.
8. Impuls momenti qanday aniqlanadi?
9. Ilgarilanma va aylanma harakatni aniqlovchi fizik kattaliklarni oʻzaro solishtirib izohlang.

Asosiy adabiyotlar:

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.
2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
3. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola".2000g.
4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G.A.Zisman, O.M.Todes. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Visshaya shkola", 1991 g
6. D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
7. O'.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.
8. Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O'qituvchi»,1992,208 b.

Ma'ruza. Qattiq jism harakati uchun dinamikaning asosiy qonunlari.
Aylanma va ilgarilanma harakat qilayotgan jismning kinetik energiyasi.

Reja:

1. Qattiq jism harakat tenglamalari.
2. Erkin aylanish o'qlari.

Endi, jism qo'zg'almas OO' o'q atrofida ma'lum φ burchakka burilganda kuchlarning M momenti bajaradigan ishni hisoblaymiz (89-rasm). Qattiq jismga o'zi qo'yilgan nuqtaning trayektoriyasiga urinma ravishda yo'nalgan va OO' o'qqa nisbatan $M=fr$ momentga ega bo'lgan f kuch ta'sir qilayotgan bo'lsin. Jism $\Delta\varphi$ burchakka burilsa, qo'yilgan A nuqta Δs yoyni bosib o'tadi. Shuning uchun f kuch bajargan ish:

$$\Delta A = f \cdot \Delta s,$$

lekin $\Delta s = r\Delta\varphi$, bunda $\Delta\varphi$ — jismning qancha burilganini ko'rsatuvchi burchak. Binobarin,

$$\Delta A = fr\Delta\varphi$$

yoki $fr = M$ kattalik f kuchning momenti bo'lgani uchun,

$$\Delta A = M \cdot \Delta\varphi \quad (1)$$

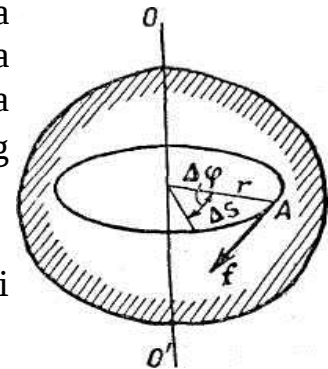
bo'ladi. SHunday qilib, jism $\Delta\varphi$ burchakka burilganda bajariladigan ish, son jihatdan, kuch momenti bilan burilish burchagining ko'paytmasiga teng.

Agar M moment o'zgarmas bo'lsa, jism chekli φ burchakka burilganda bajariladigan ish:

$$A = M \cdot \varphi \quad (2)$$

bo'ladi. M moment o'zgaruvchan bo'lgan da (1) formula yordamida elementar ΔA ishlarni aniqlab, butun bajarilgan ishni hosil qilish uchun, shu elementar ishlarni yig'ish kerak bo'ladi.

Endi qo'zg'almas o'q atrofida berilgan ω burchak tezlik bilan aylanayotgan jismni olib qaraylik. Bu jismga tegishli bo'lgan i –bo'lakchanning kinetik energiyasi



89-рasm. Айлантирувчи кучнинг иши

$$\Delta E_{ri} = \frac{\Delta m_i \cdot v_i^2}{2}$$

bo'ladi; bunda Δm_i - shu bo'lakchanning massasi va v_i - uning chiziqli tezligi.

$$\Delta E_{ki} = \frac{\Delta m_i \cdot r_i^2 \varpi^2}{2}$$

Butun jismning aylanishdagi kinetik energiyasi uning ayrim bo'lakchalari kinetik energiyalarning yig'indisiga teng:

$$E_k = \sum \frac{\Delta m_i r_i^2 \varpi^2}{2} = \frac{\varpi^2}{2} \sum \Delta m_i r_i^2$$

ammo 35-paragrifdagi (7) formulaga asosan $\sum \Delta m_i r_i^2 = I$ jismning (aylanish o'qiga nisbatan) inertsia momentidir, bundan,

$$E = \frac{I \varpi^2}{2} \quad (3)$$

SHunday qilib, qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan jismning kinetik energiyasini ifodolovchi formula xuddi moddi y nuqtaning kinetik energiyasini ifodolovchi formulaga o'xshaydi. Farqi faqat shundaki, massa o'rnida inertsia momenti I va chiziqli tezlik o'rnida burchak tezlik ϖ turadi.

Biz qattiq jismning qo'zg'almas OO' o'q atrofida aylanishini tekshirdik. endi quyidagi boshqa bir xususiy holni tekshiramiz: qattiq jismning atslanish o'qi uning massa markazidan o'tadi va o'z-o'ziga paralel ravishda ko'chib boradi. Δm_i massali hajm bo'lakchasining chiziqli tezligi v_i bo'lsin va massa markazining o'sha koordinata sistemasiga nisbatan chiziqli tezligi v_C bo'lsin. Bundan tashqari, hajm bo'lakchasining massa markaziga nisbatan tezligi v'_i ni kritamiz, u holda:

$$\mathbf{V}_i = \mathbf{V}_C + \mathbf{V}'_i \quad (4)$$

Hajm bo'lakchasining ΔE_{ki} = kinetik energiyasi:

$$\Delta E_{ki} = \frac{\Delta m_i v_i^2}{2} = \frac{\Delta m_i (v_{ix}^2 + v_{iy}^2 + v_{iz}^2)}{2}$$

YOki (4) formulaga asosan:

$$\Delta E_{ki} = \frac{\Delta m_i v_C^2}{2} + \frac{\Delta m_i v_i'^2}{2} + \Delta m_i (v_{Cx} v'_{ix} + v_{Cy} v'_{iy} + v_{Cz} v'_{iz})$$

Jismning hamma bo'lakchalariga tegishli bo'lgan kinetik energiyalarni yig'ib, butun jismning E_k kinetik energiyasini olamiz:

$$E_k = \sum \frac{\Delta m_i v_C^2}{2} + \sum \frac{\Delta m_i v_i'^2}{2} + \sum \Delta m_i (v_{Cx} v'_{ix} + v_{Cy} v'_{iy} + v_{Cz} v'_{iz}) \quad (5)$$

Bu tenglikning o'ng tomonidagi birinchi had markazi bilan birga harakat qiladigan va butun jismning m massasiga teng massaning kinetik energiyasi $\frac{mv_C^2}{2}$ ekanini ko'riy qiyin emas. Asosiy tekstdagi kabi mulohazalar, ikkinchi had kattiq jismning o'z massa

markazidan o'tuvchi o'q atrofida aylanishidagi kinetik energiyasi $\frac{I\omega^2}{2}$ ekanligini ko'rsatadi. Uchinchi hadning esa nolga teng ekanini ko'rsatish mumkin. Buning uchun $\Delta m_i v_{Cx} v'_{ix}$ ko'paytmani olib tekshiraylik. (4) tenglikka asosan $v'_{ix} = v_{ix} - v_{Cx}$ ekanini e'tiborga olsak:

$$\Delta m_i v_{Cx} v'_{ix} = \Delta m_i v_{ix} v_{Cx} - \Delta m_i v_{Cx}^2$$

Massa markazining koordinatalari x_S, y_C, z_C orqali va jismga tegishli bo'lgan i -bo'lakchanning koordinatalarini x_i, y_i, z_i orqali belgilaymiz. U holda $v_{Cx} = x_C, v_{ix} = x_i$ bunda harflar tepasiga qo'yilgan nuqtalar vaqt bo'yicha olingan birinchi hosilalarni ifodalaydi. Bu tengliklardan foydalanib, (6) tenglikni

$$\Delta m_i v_{Cx} v'_{ix} = \Delta m_i v_C v_i - \Delta m_i v_C^2$$

ko'rinishda yozish mumkin. Jismning hamma bo'lakchalari uchun yozilgan (7) tengliklarni yig'ib, quyidagi tenglikni olamiz:

$$\sum \Delta m_i v_{Cx} v'_{ix} = x_C \sum \Delta m_i x_i - m x_C^2$$

34-paragrafdagi (6) formulaga asosan $\sum \Delta m_i x_i = m x_C$ bundan:

$$\sum \Delta m_i x_{Cx} v'_{ix} = 0$$

Tengliklarning boshqa o'qlardagi proektsiyalari uchun ham xuddi shunday tengliklarni topamiz, bulardan:

$$\sum \Delta m_i (v_{Cx} v'_{ix} + v_{Cy} v'_{iy} + v_{Cz} v'_{iz}) = 0$$

SHundan so'ng (5) tenglik

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

Ko'rinishini oladi. Demak, qattiq jismning to'la kinetik energiyasi – massa markazi bilan birga harakat qiladigan va butun jismning m massasiga teng bo'lgan massasining kinetik energiyasi bilan qattiq jismning o'z massa markazidan o'tuvchi o'q atrofida aylanishdagi kinetik energiyasi yig'indisiga tengdir.

Aylanma harakatdagi qattiq jismning kinetik energiyasini hisoblashga oid bir necha misollar ko'raylik.

1-misol. Val bilan birga maxovikning inertsia momenti 200 kgm^2 va u har minutda 180 marta aylanadi. Aylantiruvchi moment maxovikka ta'sir qilishdan to'xatgandan so'ng, 2 minut o'tgach, podshipniklardagi ishqalash kuchlari ta'sirida maxovik aylanishdan to'xtaydi. Podshipniklardagi ishqalash kuchlarini o'zgarmas deb hisoblab, shu ishqalash kuchlarining momenti aniqlansin.

Echilishi. Podshipniklardagi ishqalash kuchlari aylanayotgan maxovikning

$$\frac{I\omega_0^2}{2} = M\varphi$$

Kinetik energiya hisobiga ish barajaradi, bunda ω_0 – maxovikning boshlang'ich burchak tezligi, I – uning inertsia momenti, φ -to'xtashgacha maxovik burilgan

burchak, M podshipnilardagi ishqalanish kuchlarining izlanayotgan momenti.

Maxovikning aylanma harakatini tekis-sekilanuvchan deb hisoblab, $\varphi = \frac{\omega_0}{2}t$

tenglikka ega bo'lamiz, bunda t -maxovik to'xtaguncha ketgan vaqt, bundan:

$$M = \frac{I\omega_0}{t}$$

Burchak tezlik, $\omega_0 = 2\pi n_0$ bunda $n_0 = 180$ aylanish/minut $= 3$ aylanish / sekund.
Demak:

$$M = \frac{200 \cdot 2\pi \cdot 3}{9.8 \cdot 120} \kappa \Gamma_M = 3,2 \kappa \Gamma_M$$

2-misol. Dumalab borayotgan quyidagi uch jism: a) gardish, b) yaxlit tsilindr, v) shar uchun aylanish energiyasi umumiy kinetik energiyaning qancha qismini tashkil qiladiq

Echilishi: sirpanmasdan dumalab borayotgan jismning chetidagi nuqtalarining tezligi jismning ilgarilanma harakat tezligi v ga teng bo'ladi. Shunga ko'ra, gardish uchun $I = mR^2$ va $v = \omega R$ ekanini e'tiborga olsak, gardish dumalab borayotganda uning aylanish kinetik energiyasi

$$E_{a\ddot{u}l} = \frac{I\omega^2}{2} = \frac{m\omega^2}{2}$$

bo'ladi.

E_k to'la kinetik energiya E_{avl} aylanish energiyasi bilan ilgarilanma harakatga tegishli $\frac{mv^2}{2}$ kinetik energiyaning yig'inidigiga teng, demak:

$$E_k = \frac{mv^2}{2} + E_{a\ddot{u}l} = mv^2 \text{ bundan } E_{a\ddot{u}l} = \frac{1}{2} E_k \quad (8)$$

Yaxlit tsilindr uchun:

$$I = \frac{1}{2} mR^2 \text{ bundan } E_{a\ddot{u}l} = \frac{I\omega^2}{2} = \frac{mv^2}{4}$$

to'la kinetik energiya:

$$E_k = \frac{mv^2}{2} + E_{a\ddot{u}l} = \frac{3}{4} mv^2 \text{ bundan } E_{a\ddot{u}l} = \frac{1}{3} E_k \quad (9)$$

SHar uchun:

$$I = \frac{2}{5} mR^2 \text{ bundan } E_{a\ddot{u}l} = \frac{I\omega^2}{2} = \frac{1}{5} mv^2$$

to'la kinetik energiya:

$$E_k = \frac{mv^2}{2} + \frac{1}{5} mv^2 = \frac{7}{10} mv^2 \text{ bundan } E_{a\ddot{u}l} = \frac{2}{7} E_k \quad (10)$$

3-misol. Balandligi h bo'lgan qiya tekislik bo'yicha uch jism: a) gardish, b) yaxlit tsilindr, v) shar dumalab tushadi. Ularning har biri uchun qiya tekislikning oxiriga borib

etgandagi ilgarilanma harakat aniqlansin. Bu tezliklar shu qiya tekislik bo'yicha ishqalishsiz sirpanib tushgan jismning qiya tekislik oxiridagi tezligi bilan solishtirilsin.

$$E_k = \frac{mv^2}{2} + \frac{I\omega^2}{2} = \frac{1}{2}m + \frac{1}{R^2}v^2$$

Kinetik energiya potentsial energiya $E_p = mgh$ hisobiga vujudga kelganligi sababli

$$\frac{1}{2}m + \frac{1}{R^2}v^2 = mgh \text{ bundan } v = \sqrt{\frac{2mgh}{m + \frac{1}{R^2}}}$$

Yoki

$$v = \sqrt{\frac{2gh}{1 + \frac{1}{mR^2}}}$$

Balandligi h bo'lgan qiya tekislikdan sirpanib tushgan jismning tezligi

$$v = \sqrt{2gh}$$

Bo'ladi. Bulardan ko'rinadiki, ishqalanishsiz sirpanib tushgan jismning tezligi sirpanib tushgan jism tezligidan $v = \sqrt{\frac{I}{mR^2}}$ marta kichik bo'ladi, bunda I -jismning inertsia momenti, m -uning massasi va R -uning radiusi.

Gardish uchun $I = mR^2$ ekanini e'tiborga olsak:

$$v = \sqrt{2gh}$$

YA'ni gardishning qiya tekislik bo'yicha dumalab tushganda olgan shu qiya tekislik bo'yicha ishqalanishsiz sirpanib tushgan jismning tezligidan $\sqrt{2} = 1.41$ marta kichik bo'ladi.

YAxlit tsilindr uchun $I = \frac{1}{2}mR^2$ binobarin, uning dumalab tushgandagi tezligi

$$v = 2\sqrt{\frac{gh}{3}}$$

Ya'ni sirpanib tushgan jismning tezligidan $\sqrt{\frac{3}{2}} = 1.23$ marta kichik bo'ladi.

SHar uchun $I = \frac{2}{5}mR^2$ binobarin, uning dumalab tushgandagi tezligi

$$v = 2\sqrt{\frac{10gh}{7}}$$

ya'ni sirpanib tushgan jismning tezligidan $\sqrt{\frac{7}{5}} = 1.18$ marta kichik bo'ladi.

Tayanch so'zlar va iboralar: kinetik energiya, energiyani saqlanish qonuni.

Mustahkamlash uchun savollar:

1. Aylanma harakatdagi qattiq jismning kinetik energiyasi qanday ifodalanadi?
2. Impuls momenti qanday aniqlanadi?
3. Ilgarilanma va aylanma harakatni aniqlovchi fizik kattaliklarni o'zaro solishtirib izohlang.

Asosiy adabiyotlar

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.
2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
3. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola".2000g.
4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Visshaya shkola", 1991 g
6. D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
7. O'.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.
8. Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O'qituvchi»,1992,208 b.

Ma'ruza. Tortishishning potensial energiyasi. Koinot mehanikasining asosiy qonunlari va uning isbotlari. Yer yo'ldoshi va kosmik apparatlarning harakati. I,ii,iii-kosmik tezliklar.

Reja:

1. **Gravitatsion maydoni.**
2. **I,II,III-kosmik tezliklar.**

Umuman hozirgi kunda ma'lum bo'lgan hamma kuchlarni to'rt xil asosiy toifaga ajratish mumkin: tortishish kuchlari, elektromagnit kuchlar, qudratli uzaro ta'sir kuchlari (masalan, yadroda zarralarning o'zaro ta'sir kuchlari) va zaif o'zaro ta'sir kuchlari (masalan, elementar zarralarning emirilishida sodir bo'ladigan kuchlar).

Mavjud bo'lgan har qanday jismlar o'zaro tortishib turadi. Jismlar orasidagi tortishish kuchlarining qonuniyatini 1687 yilda Nyuton aniqlagan bo'lib, uni odatda butun olam tortishish qonuni deb ataladi. Bu qonunga ko'ra moddiy nuqta deb qaralishi mumkin bo'lgan har qandai ikki jism massalarining ko'paytmasiga to'g'ri proporsional va oralaridagi masofaning kvadratiga teskari proporsional kuch bilan bir-biriga tortilib turadi. Bu kuchning modulini quyidagicha ifodalash mumkin

$$F = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} \quad (3.1)$$

bunda γ - tortishish (gravitatsiya) doimiysi bo'lib, uning qiymati $\gamma = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ N m}^2/\text{kg}^2$ ga teng. (3.1) ni sharsimon shakldagi, bir jinsli, ixtiyoriy massaga ega bo'lgan jismlar uchun ham qo'llash mumkii. Jism bilan yer orasidagi o'zaro tortitish kuchining modulini quyidagicha yozish mumkin

$$F = \gamma \frac{m M_{\text{yer}2}}{R_{\text{yep}}^2} \quad (3.2)$$

bunda m - Yer sirtidagi jism massasi; M_{yer} - Yerning massasi, R_{yer} - Yer sharining radiusi.

Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan m massali jism F_{tor} - tortitish kuchi ta'sirida Yer bilan bog'liq sanoq sistemasiga nisbatan biror tezlanish bilan harakatga keladi:

$$F_{\text{tor}} = ma \quad (3.3)$$

(3.2) va (3.3) ni o'zaro tenglab, Yerning tortish kuchi ta'sirida kuzatilayotgan jismning olgan tezlanishini quyidagicha aniqlash mumkin:

$$a = \gamma \frac{M_{Yer}}{R_{Yer}^2} \quad (3.4)$$

(3.4) formuladagi kattaliklar o'zgaras qiyamatga ega ekanliklarini e'tiborga olsak, jism harakatiga qarshilik ko'rsatuvchi kuchlar mavjud bo'lmagan xollardagi Yer sirtiga yaqin balandliklarda har qanday jism bir xil tezlanish bilan tushadi degan xulosaga kelamiz. Boshqacha aytganda, (3.4) da faqat Yerning tortishish kuchi ta'sirida vujudga kelgan erkin tushish tezlanishidir, shuning uchun uni g orqali belgilaylik, ya'ni

$$g = \gamma \frac{M_{Yer}}{R_{Yer}^2} \quad (3.5)$$

Jism og'irligi deganda, tutib turuvchi taglikka yoki osmaga shu jism tomonidan ko'rsatilayotgan $\vec{N}$ ta'sir kuchi tushuniladi. Shuni ta'kidlab o'tish kerakki, $\vec{P}$ jismga qo'yilgan $\vec{N}$ esa taglikka qo'yilgan, lekin jismning harakatsiz xolatida bu kuchlar modul jixatidan bir-biriga teng bo'lib, yo'nalishlari esa qarama-qarshidir.

Tayanch so'zlar va iboralar: Tortishishning potensial energiyasi. Koinot mehanikasi. Yer yo'ldoshi va kosmik apparatlarning harakati. I,II,III-kosmik tezliklar

Asosiy adabiyotlar

- 1.O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.
- 2.I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
- 3.A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola".2000g.
- 4.T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
- 5.G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Visshaya shkola", 1991 g
- 6.D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
- 7.O'Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.
- 8.Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O'qituvchi»,1992,208 b.

Ma'ruza. Deformasiya. Deformasiya turlari. Plastik deformasiya.elastik jismlar. Guk qonuni. Elastik deformasiya (cho'zilish va siqilish). Deformasiya formulasi va grafigi. Deformasiya energiyasi va energiya zichligi. Mustahkamlik chegarasi va mustahkamlik zapasi.

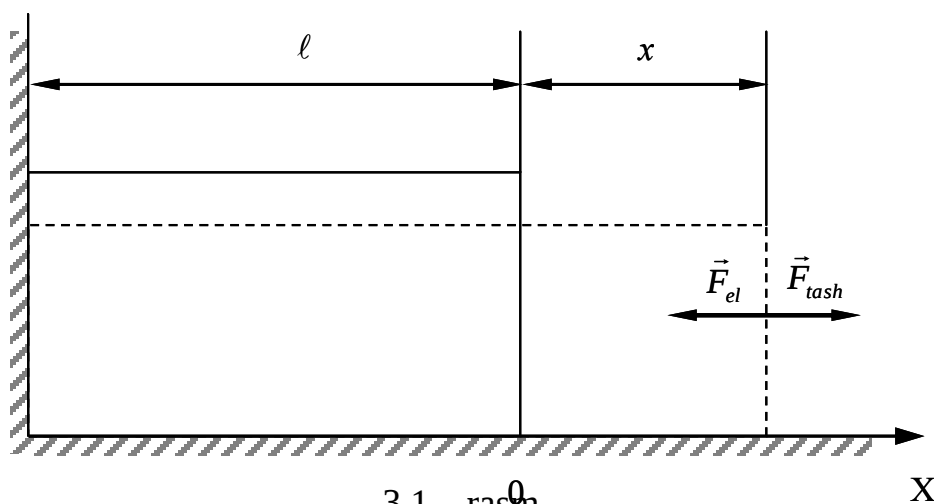
Reja:

1. Elastiklik kuchlari.
2. Deformatsiya energiyasi
3. Mustahkamlik chegarasi va mustahkamlik zapasi.

Elastiklik kuchlari. Harqanday qattiq jism tashqi kuchlar ta'sirida o'zining shaklini va xajmini o'zgartiradi. Bunday o'zgarish deformatsiya deb ataladi. Tashqaridan

qo'yilgan kuchlarning ta'siri to'xtashi bilan yo'qolib ketuvchi deformatsiyalar elastik deformatsiyalar deb ataladi. Kuchlarning ta'siri to'xtagandan so'ng jismda saqlanib qoluvchi deformatsiyalar plastik yoki qoldiq deformatsiyalari deb ataladi.

Deformatsiylanish jarayonida qattiq jismni tashkil etuvchi zarrachalar (molekulalar va atomlar)ning ma'lum qismi bir-birlariga nisbatan siljiydi. Bunday siljishga qattiq jism tarkibidagi zaryadlangan zarrachalar orasidagi elektromagnit kuchlari qarshilik ko'rsatadi. (Zaryadlangan zarrachalar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari elektromagnit ta'sir kuchlari deb ataladi). Natijada deformatsiylanayotgan qattiq jismda son jixatidan tashqaridan qo'yilgan kuchga teng, lekin qarama-qarshi yo'nalishga ega bo'lgan ichki kuch-elastiklik kuchi vujudga keladi. Deformatsiyalarning turlari juda ko'p bo'lib tushunish oson bo'lishi uchun eng sodda deformatsiyalardan birini-bir tomonlama cho'zilish yoki bir tomonlama siqilishni qarab chiqaylik.



3.1 – rasm

Uzunligi l ga, ko'ndalang kesimining yuzi esa S ga teng bo'lgan bir jinsli rezina sterjen stol sirtiga qo'yilgan va uning bir uchi devorga maxkamlangan bo'lsin (3.1-rasm). Agar X o'qining musbat yunalishi bo'yicha sterjen ko'ndalang kesimning yuzaga tik ravishda tashqi $\vec{F}_{tash}$ kuch ta'sir qilsa, sterjenning uzunligi x qiymatga ortadi, ya'ni cho'ziladi. Deformatsiylanish (cho'zilish) jarayonida, sterejenda uni avvalgi xoliga qaytarishga intiluvchi, son jixatidan $\vec{F}_{tash}$ kuchga teng lekin qarama-qarshi yo'nalishga ega bo'lgan $\vec{F}_{el}$ elastiklik kuchi vujudga keladi.

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.

$$dA = Fdx = -kxdx \quad (6.28)$$

Ishning to'la qiymatini aniqlash uchun (6.28) formulani deformatsiylanmagan holatdan ($x_0 = 0$) deformatsiya kattaligi x qiymatlari chegarasida integrallaymiz:

$$A = -\int_{x_0}^x kxdx = -\frac{kx^2}{2} + \frac{kx_0^2}{2} \quad (6.29)$$

Bu kattalikka asosan prujinaning potensial energiyasi o'zgaradi:

$$U_n = \frac{kx^2}{2} - U_0, \quad (6.30)$$

bunda $U_0 = \frac{kx_0^2}{2}$ – deformatsiyalanmagan jismning potensial energiyasi, uni nolga teng deb olsak, (6.30) quyidagicha yoziladi:

$$U_n = \frac{kx^2}{2}. \quad (6.31)$$

Shunday qilib, (6.29) dan ko‘rinadiki, *elastik jism deformatsiyalansa, unda ish deformatsiyalangan jism energiyasining o‘zgarishiga sarf bo‘ladi. (6.31) 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:

$$\Delta A = -\Delta U \quad (6.32)$$

– ΔU – sistema potensial energiyasining kamayishini ko‘rsatadi.

(6.18) bilan (6.32) ni solishtirib quyidagini topamiz:

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

bundan

$$F_s = -\frac{\Delta U}{\Delta S}. \quad (6.33)$$

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

$$F_s = -\lim_{\Delta s \rightarrow 0} \frac{\Delta U}{\Delta S} \quad (6.34)$$

U , s o‘q bo‘ylab ko‘chirilgandagina emas, hatto boshqa yo‘nalishlar bo‘ylab ko‘chganda ham o‘zgarganligi uchun (6.34) formuladagi limit U dan s bo‘yicha xususiyl hosiladan iborat bo‘ladi, ya’ni:

$$F_s = -\frac{\partial U}{\partial s} \quad (6.35)$$

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

$$\vec{F} = -\left(\frac{\partial U}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial U}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial U}{\partial z} \vec{k}\right) \quad (6.36)$$

Demak, kuch potensial energiyaning teskari ishora bilan olingan gradientiga teng ekan $\vec{F} = -\text{grad}U$.

Deformatsiyalanish darajasini sterjen uzunligining nisbiy o‘zgarishi $\frac{x}{l} = \varepsilon$ orqali belgilanadi. Deformatsiyaga sabab bo‘lgan tashqi ta’sir esa ta’sir etuvchi kuchning sterjen ko‘ndalang kesimi yuziga nisbati $\frac{F_{\text{tash}}}{S} = \sigma$ orqali aniqlanadi. Tashqi va elastiklik kuchlari son qiymatlari bo‘yicha o‘zaro teng, yo‘nalishlari esa qarama-qarshi ekanligini e’tiborga olib, bu kuchlarning X o‘qiga proektsiyalarini quyidagicha yozish mumkin:

$$F_{tash.x} = -F_{el.x} ; \quad \sigma = \frac{F_{el}}{S} \quad (3.6)$$

bunda σ ni mexanik kuchlanish deb atalib, u kuzatilayotgan sterjen ko'ndalang kesimining birlik yuziga to'g'ri keladigan elastiklik kuchini ifodalaydi.

Ingliz olimi Robert Guk tajribalar asosida elastiklik deformatsiyalarda vujudga keluvchi kuchlanish nisbiy cho'zilishga proportsional ekanligini ifodalovchi qonuni yaratadi. Gukning bu qonunini bir tomonlama cho'zilish yoki siqilishdan iborat deformatsiyalar uchun quyidagicha yozish mumkin:

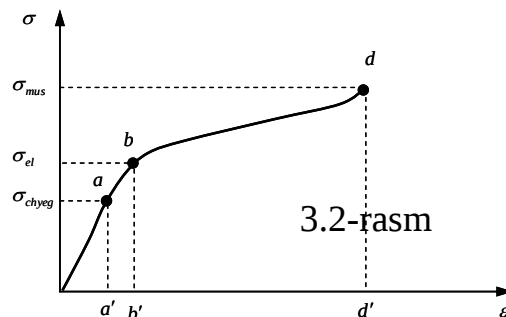
$$\sigma = E \cdot \varepsilon \quad (3.7)$$

(3.7)dagi E - o'zgarmas kattalik bo'lib, sterjenning qanday materialdan yasalganligiga va uning fizik xolatiga bog'liq. E -ni elastiklik moduli yoki Yung moduli deyiladi. (3.7) ga E - ning ifodasini keltirib qo'yib Yung modulini aniqlash mumkin:

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon} = \frac{\sigma}{x/l} \quad (3.8)$$

$x = l$ teng bo'lganda nisbiy uzayish $\frac{x}{l} = 1$ bo'ladi va E son jixatdan σ ga teng bo'lib qoladi. Demak, (3.8)dan foydalanib, quyidagi xulosaga kelish mumkin: Yung moduli E son jixatdan sterjen uzunligini ikki marta orttirilganda vujudga keladigan kuchlanishga teng.

Guk qonuniga asosan kuchlanish nisbiy cho'zilishga chiziqli bog'langan ekan. Tajribalar Guk qonuni faqat elastik deformatsiyaning kichik qiymatlarida aniq bajarilishini ko'rsatadi. 3.2-rasmda ba'zi bir metallar uchun kuchlanishni nisbiy uzayishga bog'liqlik grafigi keltirilgan.



Bog'lanishning 0 dan a' gacha qismi to'g'ri chiziqdan iborat bo'lib, nisbiy uzayishining qiymatlari a' dan kichik bo'lgan xollarda Guk qonunining to'la bajarilishini ko'rsatadi. Makromolekulalardan tashkil topgan jismlar - polimerlar uchun bu bog'lanish mutlaqo o'zgacha harakterga egadir. Makromolekula deb atalishning boisi shundan iboratki, polimerda har bir molekula juda ko'p miqdordagi atomlardan tashkil topgan. Masalan, polipropilen deb ataluvchi polimerning bir dona zanjirsimon molekulasini 10 000 lab polipropilen C_3H_7 molekulalarining bir-biriga qo'shilishidan hosil bo'lgan. Bunday polimerlarning elastik deformatsiyanishidagi nisbiy o'zgarish 600% dan ham yuqori qiymatga ega bo'lishi mumkin.

Tayanch so'zlar va iboralar: Elastiklik, elastiklik kuchlari, deformatsiya, yung moduli, mexanik kuchlanish.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Deformatsiya qanday fizik kattalik.
2. Elastiklik va Plastik deformatsiya deb nimaga aytiladi.
3. Guk qonuniga ta'rif bering.
4. Yung modulini tushuntiring.
5. Ishqalanish kuchlari qanday kuchlar. Ularning qanday turlari mavjud.

Asosiy adabiyotlar

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.
2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1, M., Nauka, 2000g.
3. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola". 2000g.
4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Visshaya shkola", 1991 g
6. D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
7. O'.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.

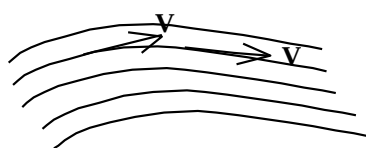
Ma'ruza. Moddaning agregat holatlari. Suyuqlikning stasionar oqishi. Ideal suyuqlik zarrasi uchun dinamikaning asosiy qonuni. Bernulli tenglamasi.

Reja:

1. Suyuqlik va gazlarning umumiy xossalari.
2. Suyuqlik harakatining kinematik tavsiflash.
3. Bernulli tenglamasi va uni qo'llanilishi.

1. Suyuqlik va gazlarning umumiy xossalari.

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 Δ tezlikka ega. Lekin suyuqlikning har bir individual zarrasi harakatini kuzatishdan ko'ra boshqacharoq yo'l



11.1 - rasm

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* (rasm - 11.1). Oqim chiziqlari yordamida tezlik vektorining yo'nalishinigina emas,

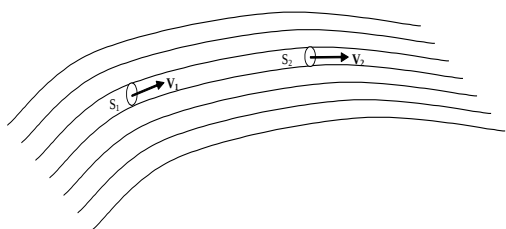
balki tezlik qiymatini ham tasvirlash mumkin. Buning uchun suyuqlik harakati yo'nalishiga perpendikulyar ravishda muayyan sohaga joylashtirilgan birlik yuzani kesib o'tuvchi oqim chiziqlarning soni shu sohadagi suyuqlik zarralari tezligining

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.

2. Suyuqlik harakatini kinematik tavsiflash

Suyuqlik oqimining statsionar 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 sirlari oqim chiziqlaridan tashkil topgan bo'lishi kerak (rasm – 11.2). Bunday nay ichidagi suyuqlik zarrachalari undan tashqariga chiqa olmaydi va nay tashqarisidagi zarralar uning



11.2 - rasm

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. 11.2 - 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).

Shuning uchun

$$\rho_1 V_1 S_1 = \rho_2 V_2 S_2 \quad (11.1)$$

munosabat o'rinli. Siqilmas suyuqliklar uchun $\rho_1 = \rho_2$ bo'ladi. Natijada (11.1) quyidagi ko'rinishga keladi:

$$V_1 S_1 = V_2 S_2 \quad (11.2)$$

(11.1) ifoda siqiluvchan suyuqliklar uchun, (11.2) esa siqilmas suyuqliklar uchun uzilmaslik tenglamasidir. (11.2) 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.

$$S \cdot v = \text{const} \quad (11.2')$$

Suyuqliklar siqiluvchanlik va ichki ishqalanish hossalari ega. Suyuqlik harakatini o'rganish chog'ida bu hossalarning barchasini hisobga olmoqchi bo'lsak masala ancha murakkablashadi. Shu sababli suyuqlik oqimining umumiy manzarasini tekishirayotganda ideal suyuqlik modelidan foydalanish ancha qulaylik tug'diradi. Ideal suyuqlik deganda yopishqoqlikka ega bo'lmagan siqilmas suyuqlik tushuniladi. Ideal

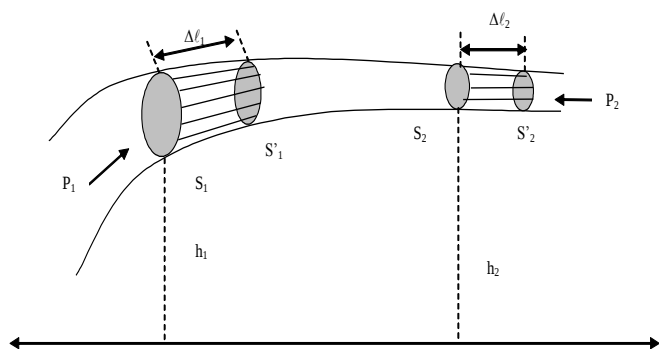
suyuqlik uchun hosil qilingan xulosalarni siqiluvchanligi va yopishqoqligi kuchsiz namoyon bo'ladigan real suyuqliklarga ham qo'llash mumkin.

3. Bernulli tenglamasi va uni qo'llanilishi.

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 (rasm – 11.3). Oqim nayining S_1 kesimidagi suyuqlik tezligi va bosimini mos ravishda V_1 va R_1 bilan, S_2 kesimidagilarni esa V_2 va R_2 harflari bilan belgilaylik.

S_1 va S_2 kesimlar markazlarining biror gorizontol 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



11.3-rasm

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 xajmni egallaydi. 11.3 - rasmdan ko'rinishicha, tekshirilayotgan suyuqlik massasining S_1 va S_1' kesimlar orasidagi m massali suyuqlik

$$W_1 = \frac{m g_1^2}{2} + m g h_1$$

to'liq energiyaga ega bo'lgan vaziyatdan S_2 va S_2' kesimlar orasidagi xajmni 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

$$\Delta W = W_2 - W_1 = \left(\frac{m g_2^2}{2} + m g h_2 \right) - \left(\frac{m g_1^2}{2} + m g h_1 \right) \quad (11.3)$$

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 $F_1 = R_1 S_1$ va $F_2 = R_2 S_2$ kuchlarga ish bajaradi. Δt vaqt davomida S_1 - kesimdagi suyuqlik zarralari $\Delta \ell_1 = g_1 \Delta t$ masofaga siljiganligi tufayli F_1 kuch bajargan ishning qiymati

$$\Delta A_1 = F_1 \Delta \ell_1 = R_1 S_1 g_1 \Delta t$$

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

$$\Delta A_2 = - F_2 \Delta \ell_2 = - R_2 S_2 g_2 \Delta t$$

bo'ladi.

Natijada tashqi kuchlarning to'liq ishi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\Delta A = \Delta A_1 + \Delta A_2 = R_1 S_1 \vartheta_1 \Delta t - R_2 S_2 \vartheta_2 \Delta t \quad (11.4)$$

3-rasmdan ko‘rinadiki, $S_1 \vartheta_1 \Delta t$ - oqim nayiga Δt vaqt davomida S_1 kesim orqali kirayotgan suyuqlik hajmi, $S_2 \vartheta_2 \Delta t$ esa S_2 kesimdan chiqayotgan suyuqlikning hajmi. Ikkinchi tomondan, uzilmaslik tenglamasiga asosan, $S_1 \vartheta_1 = S_2 \vartheta_2$. Shuning uchun

$$S_1 \vartheta_1 \Delta t = S_2 \vartheta_2 \Delta t = \Delta V$$

Natijada (11.4) ni quyidagicha yoza olamiz

$$\Delta A = R_1 \Delta V - R_2 \Delta V \quad (11.5)$$

Yuqorida qayd qilganimizdek, ideal suyuqlikning statsionar oqimida $\Delta W = \Delta A$ shart bajarilishi lozim. Shunga asosan (11.3) va (11.5) ifodalarni birlashtirib quyidagi tenglamani hosil qilamiz.

$$\frac{m \vartheta_1^2}{2} + mgh_1 + P_1 \Delta V = \frac{m \vartheta_2^2}{2} + mgh_2 + P_2 \Delta V$$

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

$$\frac{\rho \vartheta_1^2}{2} + \rho g h_1 + P_1 = \frac{\rho \vartheta_2^2}{2} + \rho g h_2 + P_2 \quad (11.6)$$

munosabat vujudga keladi. Hisoblashlarda S_1 va S_2 kesimlarni ixtiyoriy ravishda tanlagan edik. Shuning uchun (6) munosabat oqim nayining ixtiyoriy kesimlariga ham taluqlidir.

Demak, *statsionar oqayotgan ideal suyuqlikning ixtiyoriy oqim chizig‘i bo‘ylab*

$$\frac{\rho \vartheta^2}{2} + \rho g h + p = \text{const} \quad (11.7)$$

shart bajariladi. Bu ifodani Bernulli tenglamasi deb ataladi.

Bernulli tenglamasida qo‘shiluvchi hadlarning fizik ma‘nosi bilan tanishaylik:

1. *r -harakatlanuvchi suyuqlik ichidagi bosim, statik bosim deb ataladi.* (11.7) ga asosan statik bosim

$$p = \text{const} - \frac{\rho \vartheta^2}{2} - \rho g h \quad (11.8)$$

munosabat bilan aniqlanadi. Agar mazkur ifodada $\vartheta = 0$, $h = 0$ deb olsak, $r = r_0 = \text{const}$ bo‘ladi. Bundan Bernulli tenglamasidagi o‘zgarishning ma‘nosi kelib chiqadi: u tinch turgan suyuqlikning sanoq boshi tarzida qabul qilingan sathdagi (nolinchi sath) bosimdir. U holda (11.8) ga asosan, oqim tezligi ortsa yoki oqim nayini nolinchi sathga nisbatan balandroq ko‘tarilsa, statik bosimning qiymati kamayadi, degan xulosaga kelamiz.

2. $\frac{\rho \vartheta^2}{2}$ - *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

$$[P] = \left[\frac{F}{S} \right] = \left[\frac{H}{m^2} \right] = \Pi a$$

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.

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.

Asosiy adabiyotlar

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, “O‘qituvchi”. 1991.
2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1, M., Nauka, 2000g.
3. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., “Visshaya shkola”. 2000g.
4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. “Visshaya shkola”, 1991 g
6. D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka. 1977-90 g
7. O‘.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, “O‘zbekiston”, 1992, 279 bet.
8. Nuomonxo‘jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent: «O‘qituvchi», 1992, 208 b.

Ma'ruza. Ishqalanish kuchlari. Qovushqoq ishkalanish. Suyuqlik yoki gaz oqimining jismga ta'siri. Reynolds soni. Torrichelli formulasi. Magnus effekti. Ko'tarish kuchi.

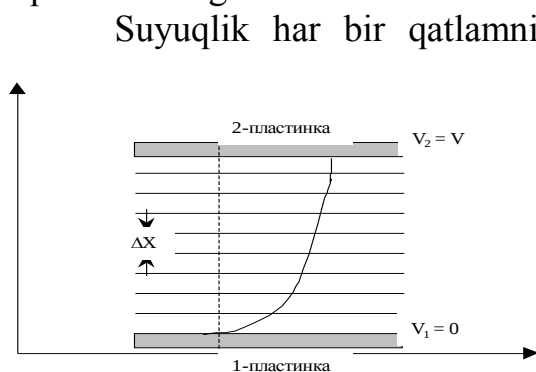
Reja:

1. Yopishqoqlik koeffitsienti. Suyuqlikni quvrtdagi oqimi. Puazeyl formulasi. O'xshashlik qonuni.

2. Stoks formulasi. Hidrodinamik betayinlik. Turbulentlik.

1. 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 (11.4-rasm). Pastdagi plastinka harakatlanmaydi, ya'ni $v_1 = 0$. Yuqoridagi plastinkani $v_2 = v$ tezlik bilan harakatlantiraylik. Bu plastinkaga bevosita tegib turgan suyuqlik qatlami molekulalar tutinish kuchi tufayli plastinkaga yopishgan bo'ladi va u bilan birga v tezlik bilan harakatlanadi. Pastdagi plastinkaga bevosita tegib turgan suyuqlik qatlami esa shu ko'zg'almas plastinkaga yopishganligi tufayli harakatlanmaydi. Oralik qatlamlarning tezliklari esa 11.4-rasmدا tasvirlangan.



11.4-rasm

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 :

$$F = \eta S \frac{\Delta v}{\Delta x} \quad (11.9)$$

Bu ifoda Nyuton formulasi deb ataladi. Undagi tezlik gradienti suyuqlik qatlamlari tezliklarining bir qatlamdan ikkinchi qatlama o'tganda (Ox yo'nalishida) o'zgarish jadalligini harakterlaydi. (11.9) dagi η - suyuqlikning tabiatiga bog'liq bo'lib, u suyuqlikning (dinamik) yopishqoqlik koeffitsienti deb yuritiladi.

Yopishqoqlik koeffitsientining o'lchov birligini

$$\eta = \frac{F}{S \frac{\Delta g}{\Delta x}} \quad (11.10)$$

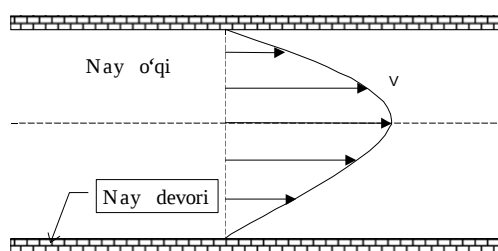
munosabatdan foydalanib aniqlaymiz: yopishqoqlikning xalqaro birliklar tizimi «SI» dagi birligi sifatida shunday suyuqlikning yopishqoqligi qabul qilinishi kerakki, tezlik gradienti $\frac{\Delta g}{\Delta x} = 1 \text{ c}^{-1}$ bo'lgan holda mazkur suyuqlikning ikki bir-biriga tegib turgan qatlami orasidagi $S = 1 \text{ m}^2$ sirtida 1N ga teng ichki ishqalanish kuchi vujudga keladi. Bu birlik paskal - sekund (Pa · s) deb ataladi. Haqiqatan, (11.10) da F, S, $\frac{\Delta g}{\Delta x}$ larning o'rniga ularning xalqaro birliklar tizimi «SI» dagi birliklarini qo'yib $[\eta] = \frac{H}{\text{m}^2 \text{ c}^{-1}} = \frac{H}{\text{m}^2} \cdot \text{c} = \text{Pa} \cdot \text{s}$ ni hosil qilamiz.

Adabiyotlarda yopishqoqlikning puaz (P) deb ataladigan lekin foydalanilmaydigan o'lchov birligi ham uchraydi: $1 \text{ Puaz} = 0,1 \text{ Pa} \cdot \text{s}$.

Suyuqliklarning yopishqoqligi temperaturaga teskari proporsional ravishda o'zgaradi. Buning sababi - temperatura ortishi bilan suyuqlik molekulalari orasidagi o'zaro ta'sirning susayishidir.

2. Stoks formulasi. Hidrodinamik betayinlik. Turbulentlik.

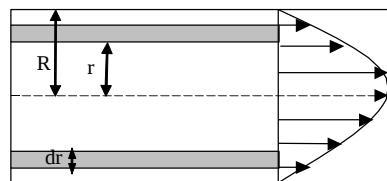
Suyuqlik oqishining turlari haqida fikr yuritaylik. Buning uchun yana bir marta suyuqlikning qatlamsimon oqishi qanday vujudga kelishi bilan tanishaylik.



11.5-rasm

Molekulyar tutinish tufayli suyuqlikning qattiq jismga bevosita tegib turgan yuqagina qatlami shu qattiq jismga “yopishgan” bo'ladi. Qattiq jism harakatlangan xolda, 11.2- 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.

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 qatlamga 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.



11.6-rasm

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 11.3 - rasm. Bu qatlamga 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.

$$\vartheta = \frac{\Delta p}{4\eta \ell} (R^2 - r^2) \quad (11.11)$$

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:

$$V = \int_0^R \vartheta t 2\pi r dz = \frac{2\pi \Delta p t}{4\eta \ell} \int_0^R r(R^2 - r^2) dr = \frac{\pi \Delta p t}{2\eta \ell} \left[\frac{r^2 R^2}{2} - \frac{r^4}{4} \right]_0^R = \frac{\pi R^4 \Delta p t}{8\eta \ell} \quad (11.12)$$

Bundan suyuqlikning ichki ishqalanish koeffitsienti

$$\eta = \frac{\pi R^4 \Delta p t}{8 \vartheta \ell} \quad (11.13)$$

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*

$$Re = \frac{\rho \vartheta \ell}{\eta} \quad (11.14)$$

o'lchamsiz kattalikka bog'liqligi aniqlangan.

(11.14) dagi:

ρ - suyuqlik zichligi,

ϑ - nay kesimi bo'yicha suyuqlik oqishining o'rtacha tezligi,

η - suyuqlikning yopishqoqligi,

ℓ - nay kesimining o'lchami.

(11.14) dagi η va ρ larning nisbatini kinematik yopishqoqlik deb ataldigan $\nu = \eta / \rho$ kattalik bilan almashtirsak, quyidagi ko'rinishga keladi:

$$Re = \vartheta \cdot \ell / \nu \quad (11.15)$$

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 (11.4-rasm):

1) *Harakatga qarshilik ko'rsatuvchi kuch suyuqlik oqishi bo'ylab yo'nalgan, uni ro'baro' (peshona) qarshilik kuchi (Fr) 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

$$\delta = \frac{\ell}{\sqrt{Re}} \quad (11.16)$$

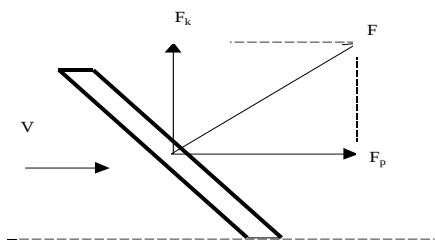
ifoda yordamida aniqlanishi mumkin.

(11.16) dagi:

ℓ - jismning harakterli o'lchami,

Re - Reynolds soni.

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



11.7-rasm

$$F_{\text{ishq}} = S_x \cdot \vartheta \quad (11.17)$$

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*

$$F_{\text{ishq}} = 6\pi\eta\vartheta r \quad (11.18)$$

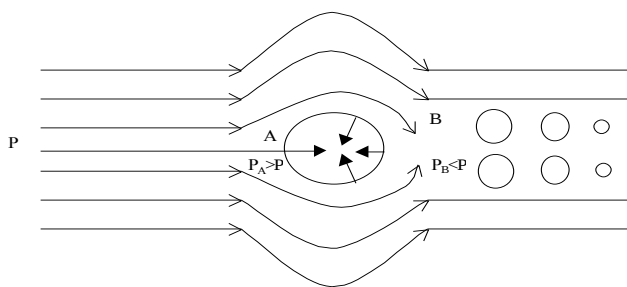
ifoda bilan aniqlanadi. (11.11) ni Stoks ((1819 - 1903) ingliz fizik olimi) formulasi deb ataladi.

Oqish tezligining ancha katta qiymatlarida, masalan, $Re \geq 10^4$ 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 (11.5-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,



11.8-rasm

$$F_B = C_x * S * \frac{\rho \vartheta^2}{2} \quad (11.19)$$

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 (11.19) ga o'xshash quyidagi ifoda bilan aniqlanishi mumkin:

$$F_k = C_u \cdot \frac{\rho g^2}{2} \cdot S \quad (11.20)$$

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.

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.

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.

Asosiy adabiyotlar

- 1.O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.
- 2.I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
- 3.A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola".2000g.
- 4.T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
- 5.G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Visshaya shkola", 1991 g
- 6.D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
- 7.O'.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.
- 8.Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O'qituvchi»,1992,208 b.

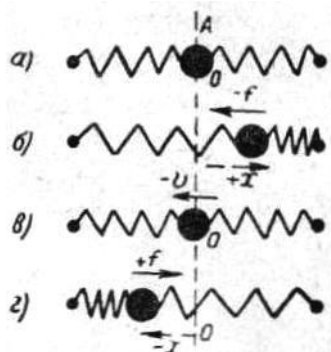
Ma'ruza. Davriy jarayonlar. Garmonik tebranma harakat, uning parametrlari. Amplituda, chastota, tebranishlar davri tushunchalari. Matematik mayatnik va uning kinematikasi, dinamikasi. Matematik mayatnik qonunlari. Fizik mayatniklar, turlari, ularning harakat tenglamalari. Prujinali mayatnik, uning harakat tenglamasi, tebranish qonuniyatlari. Xususiy tebranishlarda energiyaning o'zgarishi va uning grafigi.

Reja:

1. Garmonik tebranish.
2. Garmonik tebranma harakatning tezligi va tezlanishi.
3. Mayatniklar
4. Garmonik tebranma harakatning energiyasi.

Yuqorida aytib o'tilgan ediki, Guk qonuniga bo'ysunuvchi elastik deformatsiyalar vaqtida deformatsiyaga proporsional bo'lgan va muvozanat vaziyat tomoniga yo'nalgan kuch vujudga keladi. Shunday kuch ta'sirida yuz berayotgan harakatning xarakterini tekshiramiz.

Biror A yuk ikki prujina orasiga siqib qo'yilgan, deb faraz qilaylik. Har ikki prujina baravar miqdorda cho'zilgan va O nuqtada muvozanatda turadi (241a-rasm). Yukni muvozanat vaziyatdan o'ng tomonga (241b-rasm) $+x$ kesmaga suramiz (chapdan

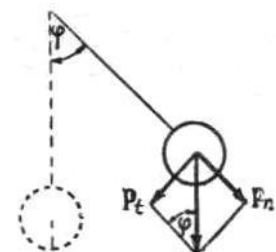


241-rasm. Ikki prujina orasiga qisilgan A yukning O muvozanat holat atrofida tebranishi

o'ngga qarab yo'nalgan kesmalarni musbat deb hisoblaymiz). U holda o'ngdagi prujina siqilib, chapdagi prujina cho'ziladi va yukka $-f$ kuch ta'sir qiladi. Bu kuch muvozanat vaziyat O ga qarab yo'nalgan va siljish x qancha katta bo'lsa, bu kuchning son qiymati shuncha katta bo'ladi. Bu kuchning ta'sirida A yuk o'sib boruvchi tezlik bilan muvozanat vaziyatga qarab harakat qila boshlaydi. U qaytib muvozanat vaziyatga kelganda (241v-rasm), kuch nolga teng, lekin yukning zapas tezligi v ga teng bo'ladi. Shuning uchun u muvozanat vaziyatdan o'tib ketadi va harakatini chap tomonga davom ettiradi. Buning natijasida chapdagi prujina siqiladi. O'ngdagi prujina cho'ziladi va yukka muvozanat vaziyatga qarab o'ng tomonga yo'nalgan $+f$ kuch

ta'sir qila boshlaydi. Bu kuch to yuk to'xtaguncha yuk harakatini sekinlashtira boradi. So'ng yuk yana muvozanat vaziyatga tomon harakatlana boshlaydi. Shunday qilib, A yukning muvozanat holat atrofidagi tebranma harakati vujudga keladi.

Tebranma harakatning boshqa bir misoli sifatida bir tekislikda tebranuvchi mayatnikning harakatini ko'rsatish mumkin (242-rasm). Mayatnikning ipi vertikal bo'lganda, mayatnikning yukiga ta'sir qiluvchi og'irlik kuchi P ipning taranglik kuchi bilan muvozanatlashadi. Ammo, agar mayatnik muvozanat vaziyatdan biror φ burchakka og'irilsa, og'irlik kuchi P ning faqat bir qismigina (ipga parallel bo'lgan P_n qismigina) ipning reaksiyasi bilan muvozanatlashadi, Og'irlik kuchining ipga bo'lgan P_t qismi muvozanatlashmay qoladi. Og'irlik



242-rasm. Mayatnikning tebranishi

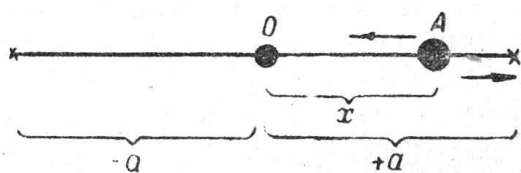
kuchining bu tashkil etuvchisi $P \sin \varphi$ ga teng bo'lib, mayatnikning muvozanat vaziyatiga qarab yo'nalgandir. Agar φ burchak kichik bo'lsa, sinusni burchakning o'zi bilan almashtirish mumkin, u holda P_t taqriban $P\varphi$ ga teng bo'ladi. Bu yerda mayatnik yukining muvozanat vaziyatdan chetlanishi φ burchak bilan aniqlanadi. φ burchak kichik bo'lganda, mayatnikning yukini muvozanat vaziyatga qaytaruvchi kuch φ burchakka proporiional bo'ladi.

Mana shu kuchning ta'sirida mayatnik muvozanat vaziyat atrofida tebrana boshlaydi. Bu holda harakatga elastik kuch emas, balki og'irlik kuchining P_t tashkil etuvchisi sababchi bo'ladi. Bu P_t kuch mayatnikning muvozanat vaziyatdan og'ishiga proporsional bo'lib (φ burchak kichik bo'lganda), muvozanat vaziyat tomoniga yo'nalgan bo'ladi. Shunday qilib, bu kuchning xarakteri elastik kuchning xarakteriga o'xshaydi. Bu kuch vujudga keltiradigan tebranishlarning xarakteri φ burchak kichik bo'lganda, elastik kuch vujudga keltiradigan tebranishlarning xarakteriga o'xshaydi.

Tabiati jixatidan elastik bo'lmagan, lekin siljishga bog'lanishi jihatidan elastik kuchlarga o'xshaydigan kuchlar kvazielastik kuchlar deyiladi.

Yuqorida keltirilgan misollardan ko'rinadiki, elastik yoki kvazielastik kuchning ta'siri tebranma harakatni vujudga keltiradi. Tebranish protsessini yanada mukammalroq tekshiramiz. m massali moddiy nuqtaning o'rnini uning muvozanat vaziyatdan siljishi x bilan aniqlaymiz; muvozanat vaziyatda $x=0$. Siljishga, ya'ni x ga proporsional bo'lishlik va muvozanat vaziyatga qarab yo'nalganlik elastik (yoki kvazielastik) f kuch uchun xarakterlidir; demak, ularni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$f = -kx \quad (1)$$



243-rasm. Tebranuvchi nuqtaning muvozanat holatdan siljishi

Kuchning siljish x yo'nalishiga aks yo'nalganligini minus ishora ko'rsatadi: masalan, siljish yuqoriga bo'lganda, kuch pastga tomon ta'sir qiladi, siljish pastga bo'lganda, kuch yuqoriga tomon ta'sir qiladi va hokazo. k koeffitsient - musbat. N'yutonning ikkinchi qonuniga asosan:

$$m\omega = f = -kx \quad (2)$$

bunda ω — moddiy nuqtaning tezlanishi.

ω tezlanish siljishdan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosilaga teng, ya'ni

$\omega = \frac{d^2x}{dt^2}$; vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosilani, hosilasi olinayotgan

kattalikning ustiga qo'yilgan ikkita nuqta bilan belgilaymiz, u holda $\omega = x$. Bu ifodani (2) ga qo'ysak:

$$m\ddot{x} = -kx \quad (3)$$

yoki

$$\ddot{x} = -\frac{k}{m}x \quad (3a)$$

Bu yerdagi k va m ikkalasi ham musbat bo'lgani uchun, ularning nisbatini biror ω kattalikning kvadratiga tenglash mumkin, ya'ni uni quyidagicha belgilab olish mumkin;

$$\frac{k}{m} = \omega^2. \quad (4)$$

Bu ω kattalik, keyinchalik ko'rsatiladigan sabablarga asosan, tebranishning doiraviy (yoki tsiklik) chastotasi deyiladi. U holda (3a) tenglamani

$$\ddot{x} = -\omega^2 x \quad (5)$$

ko'rinishida yozish mumkin. Endi bizning vazifamiz moddiy nuqtaning, tezlanish nuqtaning muvozanat vaziyatdan og'ishi x ga (5) formula bo'yicha proporsional bo'lishi va muvozanat vaziyatga tomon yo'nalganligi ma'lum bo'lgandagi harakatini aniqlashdan iborat. Nuqtaning o'rni vaqtning funktsiyasi sifatida ma'lum bo'lsa, nuqtaning harakati aniqlangan bo'ladi; bu holda siljish x ni vaqt t ning funktsiyasi shaklida ifodalash kerak. Demak, x va t orasida shunday bog'lanish topishimiz kerakki, u (5) tenglikni qanoatlantirsin. Bu bog'lanishning

$$x = \alpha \cos(\omega t + \alpha) \quad (6)$$

tenglama bilan ifodalanishini tekshirib ko'rish qiyin emas, bunda α va α - ixtiyoriy o'zgarmas sonlar, ular boshlang'ich shartlardan aniqlanishi mumkin. Haqiqatan ham, x dan vaqt bo'yicha ikkinchi tartibli hosilani olib, x ning bu qiymati (5) tenglamani ayniyatga aylantirishini ko'ramiz. Ko'paytuvchi α -tebranish amplitudasi deyiladi, argument $\omega t + \alpha$ - tebranish fazasi deyiladi, o'zgarmas son α — boshlang'ich faza deyiladi. (6) formula o'rniga

$$x = \alpha \sin(\omega t + \alpha) \quad (7)$$

formulani olishga ham haqimiz bor edi, lekin bunda o'zgarmas son α ning har bir xususiy hol uchun aniqlangan qiymati (6) formula bo'yicha aniqlanadigan qiymatidan boshqacha bo'lar edi. O'zgarmas α ning bu boshqa qiymati uchun (7) formuladagi sinusning har bir paytdagi son qiymati (6) formuladagi kosinusning son qiymatiga teng bo'lar edi, ya'ni (6) va (7) formulalar bilan ifodalanuvchi harakatlar aynan birday bo'lar edi.

(6) yoki (7) tenglamalar garmonik tebranma harakatning tenglamalari deyiladi; ularni tekshirishga o'taylik.

Garmonik tebranma harakatning asosiy xossasi uning davriyligidir. Soddalik uchun boshlang'ich faza $\alpha = 0$ deb olamiz, u holda:

$$x = \alpha \cos \omega t. \quad (6a)$$

$t=0$ bo'lganda, $\cos \omega t = +1$ bo'ladi, bundan $x = +\alpha$. Siljishning musbat qiymatlarini muvozanat vaziyatdan o'ngga qarab, manfiy qiymatlarini chapga qarab o'lchaymiz, deb kelishib olaylik (243-rasm). U holda garmonik tebranma harakat qiluvchi A moddiy nuqta $t=0$ paytda muvozanat vaziyatdan o'ng tomonga α kesmaga siljigan bo'ladi. Bu nuqtaning o'ng tomonga mumkin bo'lgan eng katta siljishidir, chunki $\cos \omega t$ ning qiymati $+1$ dan katta bo'la olmaydi. Vaqt t o'sa borgan sari $\cos \omega t$ ning qiymati kamaya boradi, nuqta muvozanat vaziyat 0 ga qarab chap tomonga siljiydi. $\omega t = \frac{\pi}{2}$ tenglikdan

aniqlanadigan vaqtda, ya'ni $t = \frac{\pi}{2\omega}$ bo'lganda, nuqta muvozanat vaziyat 0 da bo'ladi.

Vaqtning keyingi o'sishi natijasida kosinus manfiy qiymatlarga ega bo'ladi. A nuqta muvozanat vaziyatdan chapga siljiydi. Vaqt $t = \frac{\pi}{\omega}$ bo'lganda kosinus - 1 qiymatga ega

bo'ladi, butdan $x = -\alpha$, ya'ni nuqta chap tomondagi eng chetki vaziyatga borib yetgan bo'ladi. So'ng nuqta o'ng tomonga harakatlana boshlaydi muvozanat holati 0 dan ikkincha marta o'tadi va $t = T = \frac{2\pi}{\omega}$ bo'lgan paytda o'ng tomondagi eng chetki

vaziyatga yana yetib keladi. Shundan so'ng hamma harakat qaytarila boshlaydi. Shunday qilib, nuqta dastlabki harakat holatiga

$$T = \frac{2\pi}{\omega} \quad (8)$$

vaqtdan so'ng qaytib keladi; bu T vaqt tebranishlar davri bo'ladi. Tebranuvchi A jism davr T ga teng vaqtda o'z yo'lidagi (eng katta chetlanishlarga mos keluvchi $x = \pm\alpha$ nuqtalardan tashqari) har bir nuqtadan ikki marta o'tadi: bir marta - ma'lum bir tomonga harakatlanganda, ikkinchi marta - unga qarama-qarshi tomonga harakatlanganda.

$\omega = \frac{2\pi}{T}$ kattalik 2π vaqt ichidagi tebranishlar sonidir. Amplituda deb ataladigan

α kattalik tebranuvchi nuqtaning muvozanat vaziyatdan mumkin bo'lgan eng katta siljishini ko'rsatadi.

$\alpha \neq 0$ bo'lganda, vaqtning boshlang'ich $t=0$ paytida A nuqta $x = \alpha \cos \alpha$ bilan aniqlanadigan joyda bo'ladi. Harakatning T davr davomidagi butun xarakterini mana shu nuqtadan boshlab kuzatish ham mumkin. Demak, boshlang'ich faza α tebranuvchi nuqtaning $t=0$ boshlang'ich paytdagi o'rnini aniqlar ekan.

Tsiklik chastota ω o'rniga, birlik vaqt ichidagi tebranishlar sonini ko'rsatuvchi odatdagi $\nu = \frac{1}{T}$ chastotani ham kiritish mumkin. Uch kattalik ω , ν va T ni taqqoslab, ular orasida

$$\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T} \quad (9)$$

munosabat bor ekanligini aniqlaymiz.

ω ning bu qiymatlarini (6) ga qo'yib, garmonik tebranma harakagning yana ikkita quyidagi ifodasiga ega bo'lamiz:

$$x = \alpha \cos(2\pi\nu t + \alpha), \quad (6b)$$

$$x = \alpha \cos\left(\frac{2\pi}{T}t + \alpha\right). \quad (6v)$$

(4) formuladan va $T = \frac{2\pi}{\omega}$ munosabatdan foydalanib, davr uchun:

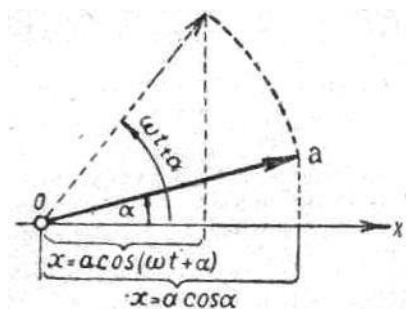
$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}} \quad (10)$$

ifodani hosnl qilamiz.

Shunday qilib, biz ko'ramizki, tebranishlar davri masalaning faqat dinamik xarakteristikalariga: m massaga va k koeffitsiyentga bog'liq bo'ladi.

Tebranma harakat bilan bog'liq bo'lgan ko'pchilik tatbiqiy masalalarda tebranishni amplituda vektori yordamida geometrik tasvirlash usuli qulaydir.

Bu usul quyidagidan iboratdir. Bir o'q olib, uni X deb ataymiz (244-rasm) va unda ixtiyoriy O nuqtani tanlab olamiz. Bu nuqtadan biror masshtabda son jihatdan α amplitudaga teng bo'lgan vektorni boshlang'ich faza α ga teng bo'lgan burchak ostida chizamiz. Shakldan ko'rinishicha, α vektorning X o'qiga proyeksiyasi o'sha masshtabda nuqtaning boshlang'ich siljijishi $x = -\alpha \cos \alpha$ ni beradi. Amplituda



244-rasm. Garmonik tebranma harakatni o'zgarmas burchak tezlik bilan aylantiruvchi a vektorning proyeksiya sifatida tasvirlash

vektorini ω burchak tezlik bilan soat strelkasining aylanishiga qarama-qarshi yo'nalishda aylantiramiz. U holda biror t vaqtda amplituda vektori X o'qi bilan $\omega t + \alpha$ ga teng burchak tashkil qiladi va uning X o'qidagi proyeksiyasi

$$x = \alpha \cos(\omega t + \alpha)$$

bo'ladi, ya'ni tebranuvchi nuqtaning t paytdagi siljishini beradi. Bundan biz, garmonik tebranma harakat, biror o'qning ixtiyoriy nuqtasidan boshlang'ich fazaga teng burchak ostida chizilgan va nuqta atrofida ω burchak tezlik bilan aylanuvchi amplituda vektori uchining shu o'qdagi proyeksiyasi bajaradigan harakat bilan tasvirlanadi degan xulosaga kelamiz. ω ning doiraviy chastota deb atalishining sababi shu mulohazalardan

ko'rinib turibdi.

2. Garmonik tebranma harakatning tezligi va tezlanishi.

Misollar. Garmonik tebranma harakat qiluvchi A moddiy nuqtaning siljishi x , (6) formula bo'yicha, quyidagicha ifodalanadi:

$$x = \alpha \cos(\omega t + \alpha), \quad (1)$$

bunda α — tebranish amplitudasi. ω — doiraviy chastota va α — boshlang'ich faza. Nuqtaning v tezligi, son jihatdan, siljish x dan vaqt bo'yicha olingan hosilaga teng, ya'ni $v = \frac{dx}{dt}$. Vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilani hosilasi olinayotgan

kattalikni ifodalovchi harfning yuqorisiga nuqta qo'yish bilan belgilaymiz. U holda, differentsiallashni bajarib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$v = \dot{x} = -\alpha \omega \sin(\omega t + \alpha). \quad (2)$$

Tezlikdan vaqt bo'yicha hosila olib, nuqtaning tezlanishini topamiz:

$$a = \frac{dv}{dt} = \ddot{x} = -\alpha \omega^2 \cos(\omega t + \alpha). \quad (3)$$

(2) va (3) formulalardagi ω o'rniga $T = \frac{2\pi}{\omega}$ davrni qo'yamiz:

$$v = -\frac{2\pi}{T} \alpha \sin\left(\frac{2\pi}{T}t + \alpha\right), \quad (2a)$$

$$\omega = -\frac{4\pi^2}{T^2} \alpha \cos\left(\frac{2\pi}{T}t + \alpha\right). \quad (3a)$$

Oxirgi tenglik, (1) formulaga asosan, yana quyidagicha yozilishi mumkin:

$$\omega = -\frac{4\pi^2}{T^2} x,$$

bu yerdan yana garmonik tebranma harakatda tezlanish siljish x ga proporsional bo'lib, muvozanat vaziyatga qarab yo'nalgan bo'ladi, degan xulosani chiqaramiz.

(2a) va (3a) formulalarlan ko'rinadiki, garmonik tebranma harakat qilayotgan nuqtaning tezligi va tezlanishi vaqtning, siljish x ning T davri bilan birday davrga ega bo'lgan davriy funksiyalardir; tezlik va tezlanishning bir tebranish vaqti ichidagi o'zgarishini kuzatamiz. Buning uchun v va ω ning turli vaqt paytlaridagi qiymatlarini siljish x ning ham o'sha vaqt paytlaridagi qiymatlari bilan taqqoslab jadval tuzamiz.

XIX jadval

Garmonik tebranma harakatda turli vaqt paytlari uchun x , v va ω ning qiymatlari

t	x	v	ω
0	$+\alpha$	0	$-\frac{4\pi^2}{T^2} \alpha$
$\frac{1}{4}T$	0	$-\frac{2\pi}{T} \alpha$	0
$\frac{1}{2}T$	$-\alpha$	0	$+\frac{4\pi^2}{T^2} \alpha$
$\frac{3}{4}T$	0	$+\frac{2\pi}{T} \alpha$	0
T	$+\alpha$	0	$-\frac{4\pi^2}{T^2} \alpha$

Soddalik uchun, boshlang'ich faza α ni nolga teng deb olamiz.

Jadvaldan ko'rinadiki, tebranuvchi A nuqta muvozanat vaziyatdan o'tayotganda tezlik absolyut maksimal $|v|_{\max} = \frac{2\pi}{T} \alpha$ qiymatga ega bo'ladi; nuqta eng ko'p chetlangan $x = \pm\alpha$ joylarda tezlik nolga teng. Tezlanish, aksincha, muvozanat vaziyatdan o'tishda nolga teng (bu paytda kuch nolga teng bo'ladi) va eng ko'p chetlanish joylarida $|\omega|_{\max} = \frac{4\pi^2}{T^2} \alpha$ maksimal absolyut qiymatiga ega bo'ladi. Tezlanish hamma vaqt muvozanat vaziyatga qarab yo'nalgan bo'ladi.

Yuqorida aytilganidek, tebranish amplitudasi va boshlang'ich faza boshlang'ich shartlardan aniqlanadi. Zarraning $t=0$ boshlang'ich vaqtdagi tezligi v_0 va siljishi x_0 ma'lum deb faraz qilaylik. Bu shartlarni e'tiborga olib, (1) va (2) ifodalarga $t=0$ ni qo'ysak:

$$x_0 = \alpha \cos \alpha, \quad v_0 = -\alpha \omega \sin \alpha \quad (4)$$

yoki

$$\frac{v_0}{\omega} = -\alpha \sin \alpha. \quad (5)$$

(4) va (5) ifodalarni kvadratga oshirib, so'ng hadlab qo'shamiz:

$$x_0^2 + \frac{v_0^2}{\omega^2} = \alpha^2,$$

bundan:

$$\alpha = \sqrt{x_0^2 + \frac{v_0^2}{\omega^2}}. \quad (6)$$

(5) ifodani $x_0 = \alpha \cos \alpha$ ga hadlab, quyidagini topamiz

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{v_0}{\omega x_0}. \quad (7)$$

(6) va (7) ifodalar amplituda α ning va boshlang'ich faza boshlang'ich siljish x_0 va boshlang'ich tezlik v_0 orqali aniqlangan qiymatlarini beradi. Shunday qilib, biz ko'rdikki, ma'lum massali nuqta ma'lum bir elastik kuchning ta'siri ostida bo'lganda, boshlang'ich shartlarga qarab, turli amplituda va turli boshlang'ich fazaga ega bo'lgan tebranishlarni bajara oladi. Uning davri esa hamma hollar uchun birday qolaveradi.

Agar prujinaga osilgan yuk muvozanat vaziyatdan chiqarilsa, u amplitudasi prujinaning dastlab qancha cho'zilganiga va yukka qanday boshlang'ich tezlik berilganiga bog'liq bo'lgan tebranishlarni bajara boshlaydi; tebranish davri amplitudaga bog'liq bo'lmagan holda, faqat yukning massasi m va prujinaning "mahkamligi" k bilan aniqlanadi.

Keltirilgan mulohazalardan ko'rinadiki, boshlang'ich faza boshlang'ich paytning tanlanishiga bog'liq: masalan, boshlang'ich payt uchun nuqtaning siljishi $x_0 = +\alpha$ bo'lgandagi paytni olish mumkin, u holda (6) ga ko'ra $v_0 = 0$ bo'lishi kerak va (7) formulaga ko'ra boshlang'ich faza ham nolga teng: $\alpha = 0$.

Yechilishi. Prujinaga ta'sir qiluvchi 3 kg kuchni shu kuch vujudga keltiradigan siljishga bo'lsak, prujinaning elastiklik koeffitsiyenti chiqadi:

$$k = \frac{3}{9} \text{ kg/sm} = \frac{1}{3} \text{ kg/sm},$$

endi § 97 dagi (10) formula bo'yicha aniqlaymiz:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} = 2\pi \sqrt{\frac{P}{gk}} = 2\pi \sqrt{\frac{2,5 \cdot 3}{981}} \text{ sek} = 0,55 \text{ sek}.$$

2-misol. l uzunlikdagi matematik mayatnikning tebranishlar davri aniqlansin.

Matematik mayatnik deb, masalaning shartlarida ishning og'irligini nazarga olmaslik mumkin bo'lgan mayatnikka aytiladi.

Yechilishi. Mayatnik yukining massasini m bilan belgilaymiz. Mayatnik vertikalidan φ burchakka og'irilgan deb faraz qilamiz. Mayatnik yukning muvozanat vaziyatga qarab harakatlantiruvchi kuch og'irlik kuchining ipga tik bo'lgan P_t tashkil etuvchisidir (242-rasm). 422-betda aytilganlarga ko'ra, og'irlik burchagi φ kichik

bo'lganda, bu P_t tashkil etuvchi son taqriban $P \cdot \varphi$ ga teng va muvozanat vaziyatga tomon yo'nalgan bo'ladi. Shuning uchun:

$$P_t = -P \cdot \varphi = -mg\varphi \quad (8)$$

bunda g - og'irlik kuchining tezlanishi; minus ishora P_t kuchning musbat burchaklarni o'lchash tomoniga teskari yo'nalganligini ko'rsatadi.

Yukning trayektoriyasiga urinma bo'lgan tezlanish $l\varphi$ ga teng, bundan Nyutonning ikkinchi qonuniga ko'ra:

$$ml\varphi = P_t$$

yoki (8) bo'yicha:

$$ml\varphi = -mg\varphi,$$

bundan:

$$\varphi = -\frac{g}{l}\varphi.$$

g/l ni ω^2 orqali belgilaymiz; u holda:

$$\varphi = -\omega^2\varphi.$$

Mayatnikning burchak siljishi φ ga nisbatan yozilgan bu tenglamadagi (5) tenglamaga tamomila o'xshashdir. Shuning uchun φ vaqtning davrni funktsiyasi bo'lib, uning davri:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}. \quad (9)$$

Shu (9) formula matematik mayatnik tebranishining qidirilayotgan davrini aniqlaydi. Matematik mayatnikning tebranish davri faqatgina mayatnikning uzunligi l ga va Yer sharining berilgan joyidagi og'irlik kuchining tezlanishi g ga bog'liq ekan.

3-misol. P og'irlikdagi, C og'irlik markazi O aylanish o'qidan α masofada bo'lgan jismning (245-rasn) shu O o'q atrofida tebranishining davri aniqlansin. muvozanat vaziyatdan og'ish burchaklari φ kichik deb hisoblansin.

Yechilishi. P og'irlik kuchini C og'irlik markaziga quyilgan deb hisoblash mumkin. Oldingi misoldagi kabi, bu holda ham jism og'irlik kuchining P_t tashkil etuvchisi ta'sirida muvozanat vaziyatga tomon harakat qiladi, φ burchaklar kichik bo'lganda taqriban:

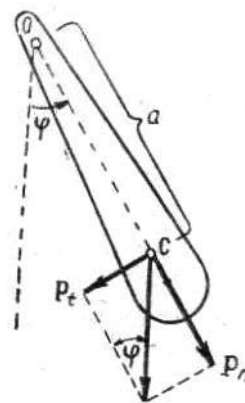
$$P_t = -P\varphi.$$

Bu kuchning aylanish o'qiga nisbatan momenti quyidagiga teng:

$$M = P_t\alpha = -P\varphi\alpha \quad (10)$$

Bu M momentning ta'sirida jism $\beta = \frac{d^2\varphi}{dt^2} = \varphi$ burchak tezlanish oladi, biroq

$$\beta = \frac{M}{I}$$



245-rasm. O'g'ir jismning O o'q atrofida tebranishi

bo'ladi; bunda I - jismning O o'qqa nisbatan inertsia momenti. Bu oxirgi ifodadagi M o'rniga uning (10) qiymatini va β o'rniga φ ni qo'yamiz, u holda:

$$\varphi = -\frac{P \cdot \alpha}{I} \varphi.$$

Bu tenglama § 97 dagi (5) tenglama bilan yoki oldingi misoldagi φ ga nisbatan yozilgan tenglamaga butunlay o'xshashdir. Bundan biz quyidagi xulosaga kelamiz: og'ish burchagi φ kichik bo'lganda, jism muvozanat vaziyat atrofida garmonik tebranma xarakat qiladi, uning tebranishlar davri

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{P\alpha}} \quad (11)$$

bo'ladi. $P=mg$ munosabatdan foydalanib, davrning ifodasini quyidagicha yozamiz:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mg\alpha}}, \quad (11a)$$

bunda m — jismning massasi.

Muvozanat vaziyat atrofida mana shu ko'rsatilgan jism fizik mayatnik deb ataladi.

$$L = \frac{I}{ma} \quad (12)$$

kattalikni fizik mayatnikning keltirilgan uzunligi deb atash qabul qilingan.

Inertsia momenti I ning ifodasiga massa kirgani uchun, fizik mayatnikning keltirilgan uzunligi L ning to'la massasiga bog'liq bo'lmay, balki uning faqat geometrik shakliga va massaning taqsimotiga bog'liq bo'ladi.

(11a) ga mayatnikning keltirilgan uzunligi qiymatini qo'yib, quyidagi ifodani olamiz:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{L}{g}},$$

shunday qilib, fizik mayatnik tebranishlar davrining formulasi matematik mayatnik tebranishlar davrining formulasiga o'xshash ko'rinishni oladi.

4. Garmonik tebranma harakatning energiyasi.

m massali moddiy nuqta kvazielastik kuch

$$f = -kx$$

ta'siri ostida tebranayotgan bo'lsin: bu yerda x —nuqtaning muvozanat vaziyatdan siljishidir. Tebranma harakatdagi moddiy nuqta tezlikka ega va demak, u

$$E_k = \frac{1}{2}mv^2 \quad (1)$$

kinetik energiyaga ega.

Bundan tashqari, tebranayotgan nuqtaning potentsial energiyasi ham bo'ladi. Nuqtaning turli joylarda turli tezliklarga ega bo'lishi uning kinetik energiyasi E_k ning vaqt o'tishi bilan o'zgarib turishini ko'rsatadi. Ravshanki, bunda potentsial energiya

ham o'zgara boradi. Potentsial energiya ma'lum x siljishni vujudga keltirish uchun tasgqi kuchlar tomonidan bajarilgan ish bilan o'lchanadi, son jihatdan, $\frac{1}{2}kx^2$ ga teng. Shunday qilib potentsial energiya E_p uchun

$$E_p = \frac{1}{2}kx^2 \quad (2)$$

ifodaga ega bo'lamiz.

(1) va (2) formulalarga v va x ning § 93 dagi (1) va (2) formulalar bo'yicha qiymatlarini qo'yamiz:

$$E_k = \frac{1}{2}m\alpha^2\omega^2 \sin^2(\omega t + \alpha), \quad (1a)$$

$$E_p = \frac{1}{2}k\alpha^2 \cos^2(\omega t + \alpha). \quad (2a)$$

Potentsial energiya maksimumga yetgan joyda kinetik energiya E_k nolga teng bo'ladi, ya'ni eng katta chetlanish joylarida $E_k=0$ bo'ladi: muvozanat vaziyatdan o'tish vaqtlarida kinetik energiya maksimumga yetadi, bu nuqtada potentsial energiya nolga teng bo'ladi.

Tebranuvchi nuqtani to'la energiyasi E ikkala xil energiyalarning yig'indisiga teng, ya'ni:

$$E = E_k + E_p = \frac{1}{2}m\alpha^2\omega^2 \sin^2(\omega t + \alpha) + \frac{1}{2}k\alpha^2 \cos^2(\omega t + \alpha).$$

Yuqorida qabul qilingan belgilashga ko'ra, $m\omega^2 = k$; shuning uchun to'la energiyaning ifodasini quyidagicha yozish mumkin:

$$E = \frac{1}{2}k\alpha^2 \sin^2(\omega t + \alpha) + \frac{1}{2}k\alpha^2 \cos^2(\omega t + \alpha),$$

bundan:

$$E = \frac{1}{2}k\alpha^2, \quad (3)$$

ya'ni to'la energiya E tebranish amplitudasining kvadratiga va elastiklik koeffitsiyenti k ga proporsionaldir.

$k = m\omega^2 = m\frac{4\pi^2}{T^2}$ tenglikdan foydalanib, (3) formulani quyidagicha yozish ham mumkin:

$$E = \frac{2\pi^2 m}{T^2} \alpha^2. \quad (4)$$

(3) va (4) formulalardan ko'rinadiki, butun tebranish vaqtida to'la energiya o'zgarmas bo'ladi, energiyaning saqlanish qonuniga asosan xam xuddi shunday bo'lishi kerak.

Eng katta chetlanish joylarida butun energiya potentsial energiyaga aylanadi, muvozanat vaziyatdan o'tayotganda butun energiya kinetik energiyaga aylanadi, tebranuvchi nuqtaning barcha boshqa vaziyatlarida har ikkala xil energiya mavjud bo'ladi.

Yuqorida aytilganlardan ravshanki, tebranma harakat vaqtida, doim potentsial energiya kinetik energiyaga va, aksincha, kinetik energiya potentsial energiyaga aylanib turadi. Bir T davr ichida to'la energiya E ikki marta butunlay kinetik energiyaga aylanadi (ikki marta muvozanat vaziyatdan o'tish vaqtida) va ikki marta butunlay potentsial energiyaga aylanadi (ikkala chetki nuqtalarda), energyaning goh potentsial energiyaga, goh kinetik energiyaga o'tishini, ma'lum ma'noda energyaning "tebranishi" deb atash mumkin. Yuqoridagi mulohazalardan, bu energiya "tebranishining" T davri tebranma harakatning o'zida T dan ikki marta kichik bo'lishi ko'rinib turibdi.

Tebranishning energiyasini aniqlashga oid misolni ko'raylik.

Quyidagi keltirilgan ma'lumotlar asosida prujinaga osilgan yukning tebranish energiyasi aniqlansin; yuk dastlabki paytda muvozanat vaziyatdan 8 sm qadar chetga chiqarilgan va so'ng o'z holiga qo'yib yuborilgan. Prujinaning 2 kg kuch yu'sirilan 1 sm ga cho'zmtshi.

Yechilishi. Boshlang'ich paytda yuk tezlikka ega bo'lmagani ($v_0 = 0$) uchun, tebranish amplitudasi $a = x_0 = 8\text{ sm}$.

Elastiklik koeffitsiyenti k quyidagicha aniqlanadi:

$$k = \frac{2}{1} \text{ kG/sm} = 2 \cdot 980 \cdot 10^3 \text{ dina/sm},$$

bundan to'ta energiya:

$$E = \frac{1}{2} ka^2 = \frac{1}{2} \cdot 2 \cdot 980 \cdot 10^3 \cdot 64 \text{ erg} \cong 6,3 \cdot 10^7 \text{ erg} = 6,3 \text{ j}.$$

Bu natijaning tebranuvchi jismning massasiga bog'liq emasligiga e'tibor berish lozim.

Tayanch so'z va iboralar

Tebranma harakat, garmonik tebranish, tebranish davri, amplituda, faza, siljish, chastota, matematik mayatnik, fizik mayatnik, tezlik, tezlanish, energiya.

Nazorat savollari

1. Tebranma harakat deb nimaga aytiladi?
2. Qanday tebranishlarga garmonik tebranishlar deyiladi?
3. Garmonik tebranma harakat tenglamasini izohlang?
4. Matematik va fizik mayatniklarning tebranish davri formulalarini keltirib chiqaring va izohlang?
5. Garmonik tebranma harakatda tezlik va tezlanishni tushuntiring?
6. Tebranish davri, chastotasi va amplitudasini tushuntiring?
7. Tebranma harakatda faza va siljish haqida tushuncha bering?
8. Garmonik tebranma harakatda to'liq mexanik energiyani izohlang?

Asosiy adabiyotlar

- 1.O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.
- 2.I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
- 3.A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola".2000g.
- 4.T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.

- 5.G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Visshaya shkola", 1991 g
- 6.D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
- 7.O'Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.
- 8.Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O'qituvchi»,1992,208 b.

Ma'ruza. So'nuvchan tebranma harakat. So'nish dekrementi. Majburiy tebranishlar va uning harakat tenglamasi. Rezonans. Tebranishlarni qo'shish. Bienie(titrash). O'zaro perpendikulyar tebranishlarni qo'shish. Lissaju shakllari.

Reja:

1. So'nuvchi tebranishlar.
2. Majburiy tebranishlar.
3. Tebranishlarni qo'shish.

1. So'nuvchi tebranishlar.

Amalda moddiy nuqtaning tashqaridan madad olib turmagan har qandan tebranishi so'nadi, tebranish amplitudasi vaqt o'tishi bilan kichiklasha boradi. Tebranishlarning so'nishiga harakatni to'xtatishga intiluvchn kuchlar, masalan, mayatnik osib qo'yilgan joydagi ishqalish kuchi yoki muhitning qarshilik kuchi sababchi bo'ladi. Bu masalani tekshirish uchun qarshilik kuchlarini ham hisobga olib Nyutonning ikkinchi qonunini ifodalovchi tenglamani yozish kerak. Biz nuqtaning yopishqoq muhit ichidagi to'g'ri chiziqli tebranma harakatini tekshirish bilan cheklanamiz. Muhitning qarshilik kuchi nuqtaning harakat tezligiga bog'liq va yuqorida ko'rib o'tganimizdek, tezlik kichik bo'lganda bu kuchni tezlikka proporsional deb hisoblash mumkin va bu kuch tezlik yo'nalishiga qarama-qarshi tomonga yo'nalgan. Shunday qilib, qarshilik kuchini $-rx$ ga teng deb hisoblash mumkin; bunda r — qarshilik koeffitsiyenti deb ataladigan o'zgarmas kattalik. Bu kuch elastik kuch — kx ga qo'shiladi va, binobarin, nuqtaga ta'sir qilayotgan to'la kuch $f = -kx - rx$ bo'ladi, demak, Nyutonning ikkinchi qonuni quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$m\ddot{x} = -kx - r\dot{x} \quad (1)$$

Bu tenglamaning o'ng va chap tomonlarini m massaga bo'lsak:

$$\ddot{x} = -\frac{k}{m}x - \frac{r}{m}\dot{x} \quad (1a)$$

hosil bo'ladi.

Quyidagi belgilashlarni kiritamiz:

$$\frac{k}{m} = \omega_0^2, \quad \frac{r}{m} = 2\beta, \quad (2)$$

bunda ω_0^2 va β —musbat. U holda (1a) tenglama:

$$\ddot{x} = -\omega_0^2 x - 2\beta\dot{x} \quad (1b)$$

ko'rinishni oladi.

O'rniga qo'yish yo'li bilan (1b) tenglamani §97 da ko'rgan tenglamaning ko'rinishiga keltirish mumkin. Buning uchun, x bilan

$$x = z \cdot e^{\beta t} \quad (3)$$

munosabat orqali bog'langan yangi z o'zgaruvchini kiritamiz. Quyidagi tengliklardan foydalanib. (1b) tenglamani o'zgartiramiz:

$$\begin{aligned} \dot{x} &= e^{-\beta t} \cdot \dot{z} - \beta e^{-\beta t} \cdot z; \\ \ddot{x} &= e^{-\beta t} \cdot \ddot{z} - 2\beta e^{-\beta t} \cdot \dot{z} + \beta^2 e^{-\beta t} z. \end{aligned}$$

$\dot{x}$ va $\ddot{x}$ ning bu qiymatlarini (1b) tenglamaga qo'yib, so'ng hamma hadlarni $e^{-\beta t}$ ko'paytuvchiga qisqartirib,

$$\ddot{z} - 2\beta \dot{z} + \beta^2 z = -\omega_0^2 z + 2\beta^2 z - 2\beta \dot{z}$$

yoki

$$\ddot{z} = -(\omega_0^2 - \beta^2)z \quad (4)$$

tenglamaga ega bo'lamiz.

Muhitning qarshiligi $\omega_0^2 > \beta^2$ tengsizlik bajariladigan darajada kichik deb faraz qilamiz. U holda $\omega_0^2 > \beta^2$ musbat kattalik bo'ladi va biz $\omega_0^2 > \beta^2 = \omega^2$ deb belgilay olamiz. Shundan so'ng (4) tenglik quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\ddot{z} = -\omega^2 z. \quad (4a)$$

(4a) tenglama §97 dagi yechilishi bizga tanish bo'lgan (5) tenglama bilan bir xildir. Shuning uchun (4a) tenglamaning yechimi o'sha tenglamaning yechimiga o'xshash bo'ladi:

$$z = a_0 \cos(\omega t + \alpha), \quad (5)$$

bundagi a_0 va α o'zgarimas sonlar boshlang'ich shartlardan aniqlanishi kerak. § 97 da keltirilgan hamma mulohazalarni takrorlab, quyidagi xulosalarni chiqaramiz: z davriy o'zgaradi va uning o'zgarish davri

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

bo'ladi yoki ω ning o'rniga uning $\omega^2 = \omega_0^2 - \beta^2$ qiymatini qo'ysak:

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}. \quad (6)$$

(2) ifodalardan foydalanib, tebranishlar davri T ni yana quyidagicha yozish mumkin:

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{km - \frac{1}{4}r^2}} \quad (6a)$$

(5) yechimdagi z ning o'rniga uning qnymatini qo'yib, (3) formula yordamida, qarshilik ko'rsatuvchi muhit ichida elastik kuch ta'siridagi nuqtaning harakat tenglamasini hosil qilamiz:

$$x = a_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \alpha), \quad (7)$$

bu tenglamani quyidagicha yozish ham mumkin:

$$x = a \cos(\omega t + \alpha) \quad (7a)$$

Bu yechim vaqt o'tishi bilan kichiklashib boradigan $a = a_0 e^{-\beta t}$ amplitudaga ega bo'lgan tebranishni ifodalaydi. Qarshilik ko'rsatuvchi muhitdagi tebranishlar davri

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} \text{ shu } m \text{ massaga ega bo'lgan va xuddi shunday elastik kuch } f = -kx$$

ta'siri ostidagi nuqtaning qarshilik ko'rsatmaydigan muhitdagi tebranishning davri

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} \text{ ga qaraganda kattadir. Vaqt bilan } x \text{ orasidagi bog'lanishning grafigi 254-}$$

rasmda tasvirlangan. Tebranishlarning vaqt o'tgan sari so'nib borishi ko'rinib turibdi. Amplitudaning bir-birining oralig'i T davrga teng bo'lgan vaqtdagi ikkita ketma-ket qiymati nisbatining logarifmi so'nishning logarifmik dekrementi deyiladi. Logarifmik dekrementni λ orqali belgilasak, ta'rifga ko'ra:

$$\lambda = \ln \frac{a_0 e^{-\beta t}}{a_0 e^{-\beta(t+T)}} = \ln e^{\beta T},$$

ya'ni

$$\lambda = \beta T \quad (8)$$

(7) ifodadagi β o'rniga (8) formula bo'yicha logarifmik dekrement λ ni kiritsak va ω ning o'rniga $T = \frac{2\pi}{\omega}$ davrni qo'ysak, so'nuvchi tebranishlar uchun yana quyidagi ifodani topamiz:

$$x = a_0 e^{-\frac{\lambda}{T} t} \cos\left(2\pi \frac{t}{T} + \alpha\right), \quad (7b)$$

bundagi T davr (6) yoki (6a) formula bo'yicha aniqlanadi.

Tajribada ikki ketma-ket tebranishning a_1 va a_2 amplitudalarini o'lchab, logarifmik dekrementni bevosita aniqlash mumkin, u xolda ta'rifga ko'ra:

$$\lambda = \ln \frac{a_1}{a_2}.$$

λ ma'lum bo'lsa,

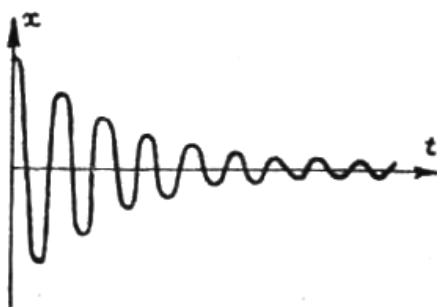
$$r = 2\beta m = 2\frac{\lambda}{T} m$$

munosabatdan foydalanib qarshilik koeffitsiyenti r ni aniqlash mumkin.

(7) formulaga ko'ra, tebranish faqat cheksiz ko'p

vaqt o'tgandan keyingina to'xtatish mumkin.

Haqiqatda esa tebranishlar chekli vaqt o'tgach, to'xtab qoladi, chunki atomning o'lchamlari bilan birday kattalikdagi amplitudaga ega bo'lgan tebranishlarni makroskopik sistemalar butunligicha bajara olmaydi. Sistemani muvozanat vaziyatdan chiqarishda unga tashqaridan berilgan energiya, so'nuvchi tebranish vaqtida oz-ozdan ishqalish kuchlariga qarshi bajariladigan ishga sarflanadi. Tebranishni so'nmaydigan xolda saqlash uchun, sistemaga tashqaridan uzluksiz ravishda energiya berib turish kerak bo'ladi.



254-rasm. So'nuvchi tebranishlar

Tashqaridan energiya berilib turgani uchun, ishqalish kuchlari mavjud bo'lishiga qaramay, o'zgarmas amplituda bilan tebranadigan sistemaga misol qilib soat mayatnigini ko'rsatish mumkin. Tepkili mexanizm mayatnikni uning tebranish vaqtida ketma-ket turtib turadi. Bu vaqtda mayatnikka beriladigan energiya yoki buralgan prujinaning bo'shashidan, yoki tushayotgan toshdan olinadi.

Mana shunday, o'z tebranishlarining amplitudasini o'zgarmay saqlaydigan sistemalar avtotebranma sistemalar deyiladi.

2. Majburiy tebranishlar.

Endi moddiy nuqtaning shunday tebranishlarini ko'ramizki, bunda moddiy nuqtaga elastik va qarshilik kuchlaridan tashqari, yana qo'shimcha ravishda davriy kuch ta'sir qiladi. Agar prujinaga osib qo'yilgan yuk qo'shimcha ravishda turtib turilsa va bu turtkilar barobar vaqt oraliklaridan so'ng beriladigan bo'lsa, bu o'sha yuqorida aytilgan holga misol bo'ladi. Bu qo'shimcha majbur etuvchi kuch f_1 vaqt bo'yicha sinus yoki kosinus qonuni bilan o'zgaradi, ya'ni u,

$$f_1 = H \cos \omega t \quad (1)$$

ko'rinishga ega bo'ladi, deb faraz qilamiz.

Bu farazdan ko'rinadiki, kuch $T = \frac{2\pi}{\omega}$ ga teng davr bilan davriy o'zgarib turadi; H kattalik kuch amplitudasi deyiladi va kuchning eng katta qiymatini ko'rsatadi.

Bu holda Nyutonning ikkinchi qonunini ifodalovchi tenglama quyidagicha yoziladi;

$$m \ddot{x} = -kx - r \dot{x} + H \cos \omega t; \quad (2)$$

o'ng tomondagi ifoda elastik kuch — kx , muhitning qarshilik kuchi — $r \dot{x}$ va majbur etuvchi kuch $H \cos \omega t$ ning yig'indisidir. Bu tenglamani

$$\ddot{x} = -\omega_0^2 x - 2\beta \dot{x} + h \cos \omega t \quad (2a)$$

ko'rinishda yozib olamiz, bunda ω_0 va β yuqorida § 102 da ko'rsatilgan [(2) formula] qiymatlarga ega, h esa — kuch amplitudasining nuqta massasiga nisbatini ko'rsatadi:

$$h = \frac{H}{m}. \quad (3)$$

Majbur etuvchi kuch bo'lmasa ($h \cos \omega t = 0$) va ishqalish yo'q bo'lsa, nuqta ω_0 doiraviy chastota bilan tebranadi (o'z tebranishlar).

Endi x ni

$$x = a \cos(\omega t + \alpha) \quad (4)$$

deb olib, (2a) tenglamaning yechimini topishga urinib ko'ramiz, boshqacha aytganda, hamma kuchlarnig ta'siri natijasida tebranma harakat vujudga keladi va tebranishning davri majbur etuvchi kuchning davriga teng deb faraz qilib, yechimni qidiramiz. (4) funktsiyani (2a) tenglamaga qo'yamiz va tenglama ayniyatga aylanishi kerak, degan talabdan foydalanib, a va α kattaliklarni aniqlaymiz. (4) ifodadan x -ning t bo'yicha olingan birinchi va ikkinchi hosilalarini topamiz:

$$\dot{x} = -a\omega \sin(\omega t + \alpha); \quad \ddot{x} = -a\omega^2 \cos(\omega t + \alpha);$$

$\ddot{x}$ va $\dot{x}$ ning qiymatlarini (2a) tenglamaga qo'yamiz:

$$-a\omega^2 \cos(\omega t + \alpha) = -a\omega_0^2 \cos(\omega t + \alpha) + 2\beta a\omega \sin(\omega t + \alpha) + h \cos \omega t.$$

yoki murakkab argumentning trigonometrik funktsiyalarini yoyib, quyidagicha yozamiz:

$$\begin{aligned} & -a\omega^2 (\cos \omega t \cos \alpha - \sin \omega t \sin \alpha) = \\ & -\omega_0^2 a (\cos \omega t \cdot \cos \alpha - \sin \omega t \cdot \sin \alpha) + \\ & + 2\beta a\omega (\sin \omega t \cdot \cos \alpha + \cos \omega t \cdot \sin \alpha) + h \cos \omega t. \end{aligned}$$

Bu tenglamaning ayniyatga aylanishi uchun, tenglamaning har ikki tomonidagi $\cos \omega t$ oldidagi koeffitsiyentlar teng bo'lishi kerak, shuningdek, tenglamaning har ikki tomonidagi $\sin \omega t$ ning oldidagi koeffitsiyentlari ham o'zaro teng bo'lishi kerak; shunday qilib, quyidagi tenglamalarga ega bo'lamiz:

$$\begin{aligned} -a\omega^2 \cos \alpha &= -a\omega_0^2 \cos \alpha + 2\beta a\omega \sin \alpha + h, \\ a\omega^2 \sin \alpha &= a\omega_0^2 \sin \alpha + 2\beta a\omega \cos \alpha \end{aligned}$$

yoki

$$\left. \begin{aligned} a(\omega_0^2 - \omega^2) \cos \alpha - 2\beta a\omega \sin \alpha &= h, \\ a(\omega_0^2 - \omega^2) \sin \alpha + 2\beta a\omega \cos \alpha &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

(5) sistemaning ikkinchi tenglamasidan:

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (6)$$

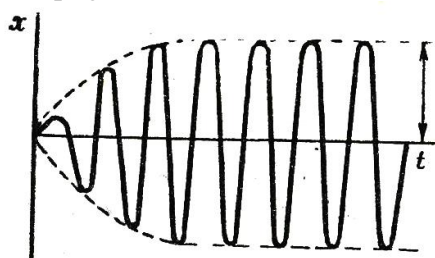
(5) sistemaning ikkala tenglamasini kvadratga ko'tarib, so'ng qo'shib chiqsak:

$$a^2[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2] = h^2,$$

bundan:

$$a = \frac{h}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}}. \quad (7)$$

Bu (6) va (7) ifodalar barqaror majburiy tebranishlarning fazasini va amplitudasini aniqlaydi.



255-rasm. Majburiy tebranishlar amplitudasining vaqt o'tishi bilan o'sib borishi

Agar jism dastlab tinch turgan bo'lsa va keyin unga majbur etuchi $f_1 = H \cdot \cos \omega t$ kuch ta'sir qila boshlasa, u majburiy tebrana boshlaydi. Bu tebranishlarning amplitudasi (7) tenglik bilan aniqlanadigan qiymatga yetguncha o'sa boradi. Majburiy tebranishlar amplitudasining vaqt bo'yicha o'sib borishi 255-rasmda tasvirlangan. Majburiy tebranishlar qarorlangach, amplitudaning o'sishi to'xtaydi.

(6) va (7) formulalardan ko'ramizki, majburiy tebranishlarning amplitudasi a va fazasi α majbur etuvchi kuchning chastotasi ω bilan nuqtaning o'z tebranishlar chastotasi ω_0 orasidagi munosabatga bog'liqdir. Tebranish, umuman aytganda, kuch bilan "fazalashgan" bo'lmaydi, ya'ni kuch eng katta qiymatga erishgandagi paytda nuqtaning siljishi ham

hamma vaqt eng katta bo'lavermaydi. (6) formuladan agar muhitning qarshiligi nolga teng bo'lsa, ya'ni $\beta=0$ bo'lsa, tebranish bilan kuch birday fazaga ega bo'lishi ko'rinib turibdi. Boshqa hamma hollarda faza $\alpha \neq 0$ bo'ladi. Majburiy tebranishlarning amplitudasi uchun yozilgan (7) ifoda juda ajoyibdir. Tebranishlar amplitudasi kuch amplitudasiga proporsional. Agar o'z tebranishlar chastotasi ω_0 o'zgaras bo'lganda, majbur etuvchi kuchning chastotasi ω o'zgarib tursa, bu holda majburiy tebranishlar amplitudasi ham o'zgarib turadi. Agar majbur etuvchi kuchning chastotasi $\omega_{rez}^2 = \omega_0^2 - 2\beta^2$ munosabatni qanoatlantiruvchi ω_{rez} ga teng bo'lsa, majburiy tebranishlar amplitudasi maksimal qiymatga ega bo'lishini ko'rsatish mumkin. Bunday maksimumning paydo bo'lishi rezonans hodisasidir. Yuqoridagi munosabatga asosan, rezonans chastotasi:

$$\omega_{rez} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}. \quad (8)$$

(7) formulaga muvofiq maksimal amplituda (rezonans amplitudasi) quyidagi qiymatga ega bo'ladi:

$$a_{rez} = \frac{h}{2\beta\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}. \quad (9)$$

Agar muhitning qarshiligi nolga teng bo'lsa, ya'ni $\beta=0$ bo'lsa, amplitudaning maksimal bo'lishi uchun

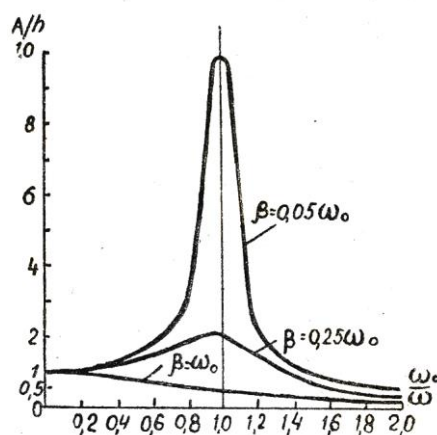
$$\omega_{rez} = \omega_0$$

bo'lishi kerak, ya'ni majbur etuvchi kuchning ω chastotasi xususiy tebranishlarning ω_0 chastotasiga teng bo'lishi kerak; u holda majburiy tebranishlar amplitudasi cheksiz katta bo'ladi. β ning noldan farqli qiymatlarida amplituda hech qachon cheksiz katta bo'lmaydi va ω_0 dan kichik ω_{rez} qiymatda maksimumga yetadi. Majburiy tebranishlar amplitudasining majbur etuvchi kuch chastotasiga bog'liqligi β ning turli qiymatlari uchun 256-rasmda tasvirlangan. Biz, so'nish koefitsienti β qancha katta bo'lsa, amplituda maksimumi shuncha kichik bo'lishini ko'ramiz.

256-rasmdagi egri chiziqlar rezonans egri chiziqlari deyiladi. Rezonanslanuvchi sistemaning so'nishi β qancha kichik bo'lsa, rezonans chizig'ining maksimumi shuncha baland va o'tkir bo'ladi. Haqiqatda β hamma vaqt noldan farqli bo'lgani uchun, rezonans vaqtida cheksiz katta amplitudaning bo'lishi mumkin emas.

Majburiy tebranishlar fazasi α ning chastotaga bog'liqligini ham tekshiramiz [(6) formula]. $0 \leq \omega \leq \omega_0$ bo'lganda tangensning qiymati manfiy bo'ladi, binobarin, α uchun quyidagi tengsizliklarni olamiz: $0 \geq \alpha > -\frac{\pi}{2}$ yoki $\pi \geq \alpha > \frac{\pi}{2}$. Ko'rilgan

temaning birinchi tenglamasida $\omega=0$ deb hisoblasak, $a\omega_0^2 \cos \alpha = h$ bo'ladi; a va h



256-rasm. Turli so'nish koefitsiyentlari uchun majburiy tebranishlar amplitudasi.

amplitudalar musbat bo'lgani uchun, $\omega=0$ bo'lganda, $\cos\alpha$ noldan katta bo'lishi kerak. Bu shart ikki tengsizlikdan birini, ya'ni $0 \geq \alpha > -\frac{\pi}{2}$ ni tanlab olishga majbur qiladi. Shunday qilib, $0 \leq \omega \leq \omega_0$ bo'lganda, fazalar ayirmasi a manfiy bo'ladi, ya'ni majburiy tebranishlar majbur qiluvchi kuchdan faza bo'yicha orqada qoladi. ω ning qiymati rezonans chastotasi ω_{rez} ga yaqinlashsa, faza bo'yicha orqada qolish kuchayadi.

Rezonans sharoitida, ya'ni $\omega = \omega_{rez} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}$ bo'lganda, majburiy tebranishlar fazasi, (6) formulaga ko'ra,

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{\sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}}{\beta}$$

munosabatdan aniqlanadi.

O'tkir rezonans bo'lgan holda β kichik va $\operatorname{tg} \alpha$ uchun taqriban

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{\omega_0}{\beta}$$

deb yozish mumkin. ω_0 / β katta son bo'lgani uchun, α ning fazasi — $\pi/2$ ga yaqin bo'ladi. $\omega = \omega_0$ bo'lganda faza $\alpha = -\frac{\pi}{2}$. Nihoyat, $\omega > \omega_0$ bo'lganda, α burchakning

tangensi musbat, demak, $\alpha < -\frac{\pi}{2}$ ya'ni faza bo'yicha orqada qolish yanada katta.

Majbur etuvchi kuchning ω chastotasi xususiy tebranishlar chastotasi ω_0 dank ko'p marta katta bo'lganda, faza a manfiy qiymatli bo'lgan holda $-\pi$ ga intiladi. a ning ω / ω_0 nisbatga bog'lanishi grafik ravishda β ning ikki xil qiymati uchun 257-rasmda tasvirlangan: 1 egri chiziq β ning kichik qiymatiga mos keladi (kichik so'nish), 2 egri chiziq β ning kattaroq qiymatiga mos mos keladi (katta so'nish).

Rezonansga yaqin joyda, ya'ni $\alpha \cong -\frac{\pi}{2}$ bo'lganda maksimal manfiy siljishdan maksimal musbat siljishga borguncha, kuch musbat bo'ldi, qarama-qarshi yo'nalishda kuch manfiydir.

Shuning uchun u uzluksiz ravishda tebranishning amplitudasini kattalashtira boradi. Tashqi kuchning butun ishi tebranishni so'ndirishga intiluvchi ishqalish kuchlarini yengishga sarf bo'lguncha amplituda mana shunday kattalashib boradi. Natijada amplitudaning kattaligi barqaror majburiy tebranishlar amplitudasi qiymatiga erishadi.

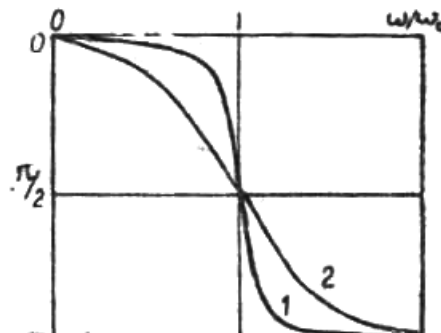
Fazalar ayirmasi $-\pi/2$ bo'lganda, ya'ni rezonans chastotasiga yaqin chastotada, tashqi kuchni bajargan ishi maksimal bo'ladi. Fazalar farqi boshqacha bo'lganda kuch qisman tezlantiruvchi ta'sir bersa qisman harakatga qarshi ta'sir qiladi. $\alpha=0$ yoki $\alpha=-\pi$ bo'lganda, kuch vaqtning yarmida harakatni tezlantiradi, vaqtning ikkinchi yarmida esa harakatni sekinlantiradi; ya'ni umuman hech qanday ish bajarmaydi.

Bundan, rezonans sohasidan tashqarida tashqi kuchning ozgina ish bajarishi rezonans sharoitida - esa ish kattalashadi degan hulosga chiqadi. O'tkir rezonans holida

bu effekt ayniqsa keskin namoyon bo'ladi. Bu holda β kichik son va 257-rasmdan ko'rinib turganidek, agar ω kattalik ω_0 dan ozgina kichik qiymatdan, ω_0 dan ozgina katta qiymatgacha o'zgarsa, α kattalik $\alpha=0$ ga yaqin qiymatdan $\alpha=-\pi$ ga yaqin qiymatgacha o'zgaradi. Chastotaning $\omega_0 \cong \omega_{rez}$ qiymatdan o'tishida, kuch va siljish fazalari orasidagi ayirma mana shu ma'noda teskarisiga o'zgaradi.

Rezonans xodisasi ko'p fizik protseslarda va texnikada katta rol o'ynaydi. Ba'zan texnikada rezonans xodisalari zararli bo'ladi. Masalan, elastik tebranishlar qila oladigan taglik ustida ekstsentrikli motor o'rnatilgan bo'lsin. Aylanayotgan motor taglikka davriy kuch bilan ta'sir qilib, uni titratadi va majburiy tebranish holatiga olib keladi.

Rezonans vujudga kelganda, motor taglikka ancha energiya beradi va hosil bo'ladigan majburiy tebranishlarning amplitudasi taglikning mustahkamligi uchun xavfli bo'lgan qiymatlarga erishishi mumkin. Motorning aylanishi yanada yanada tezlashsa, taglikning siljishi bilan titratuvchi kuch orasidagi fazalar farqi kamayadi, motorning taglikka berayotgan energiyasi kamayadi. Buning natijasida motoriing aylanishi yanada tezlashib ketadi. Bu hol ham zararlidir, chunki u motorning buzilishiga olib kelishi mumkin.



257-rasm. Majburiy tebranishlar fazasi bilan majbur etuvchi kuch chastotasi orasidagi bog'lanish

Parametrik rezonans deb ataladigan rezonans maxsus ko'rinishdagi rezonansdir. Sistemada tebranishlar faqat yuqorida ko'rib o'tilgan majbur etuvchi kuchlar ta'siridangina vujudga kelmay, balki ular sistemaning erkin tebranishlar vaqtida o'zgarmaydigan parametrlaridan birining davriy o'zgarishi ta'siridan ham vujudga kelishi mumkin. masalan, mexanik sistemada tebranishlar sistema inertsia momentining o'lchamlarining, zo'riqishlarning va boshqalarning o'zgarishi natijasida vujudga kelishi mumkin. Parametr o'zgarishning ν_n chastotasi bilan xususiy tebranishlarning o'rtacha chastotasi $\bar{\nu}_0$ orasidagi nisbatning ma'lum qoymatlarida, aniqrog'i $\nu_n / \bar{\nu}_0 = 2/k$ bo'lganda (bunda k - butun son), ya'ni $\nu_n / \bar{\nu}_0$ ning qiymati: 2, 1, 1/2, 1/3, va hokazolardan biriga teng bo'lganda tenranishlar amplitudasi maksimumga erishadi.

Parametrning o'zgarishi qanchalik kuchli bo'lsa va sistema energiyasining yo'qotilishi (ishqalish, qarshilik) qancha kichik bo'lsa, parametrik rezonansning vujudga kelish sharti shunchalik o'ngay bajariladi. Ko'pincha parametrik rezonans $\frac{\nu_n}{\bar{\nu}_0} = 2$

bo'lganda vujudga keladi. Arg'imchoq uchayotgan kishilar arg'imchoqning tebranish taktiga mos ravishda o'tirib-turganlarida arg'imchoq tebranishining kuchaya borishi parametrik rezonansning eng sodda misolidir. Mana shu o'tirib-turishlar natijasida shu arg'imchoqdan iborat bo'lgan fizik mayatnikning keltirilgan uzunligi davriy o'zgaradi. Parametrik rezonansning boshqa bir misoli - torning tarangligini davriy o'zgartirish yo'li bilan shu torda tebranishlar uyg'otishdir. Agar tor tarangligining davriy

o'zgarishlar chastotasi torning xususiy tebranishlar chastotasidan ikki barobar katta qiymatga yaqin bo'lsa, garchi tashqi kuchlar (zo'riqish) torning uzunligi bo'ylab ta'sir qilsa ham, torda kuchli ko'ndalang tebranishlar vujudga keladi. Parametrik rezonans oqibatida vujudga keladigan tebranishlar zararli bo'lib chiqishi mumkin, masalan, aylanuvchi qismlari bo'lgan mashinalarda bunday tebranishlar podshinniklarning parchalanishiga olib kelishi mumkin.

Majburiy tebranishlarga oid misol ko'raylik.

1-misol. 400 g massali jism prujinaga osib qo'yilgan. Prujina 40 g kuch ta'sirida 1 sm ga cho'ziladi. Tebranuvchi jismning so'nish logarifmik dekrementi $\lambda = 1,57$. Tebranishlar davrining rezonans vujudga kelgandagi qiymati va rezonans amplitudasi aniqlansin. Majbur etuvchi kuchning amplitudasi $H=200$ g ga teng.

Yechilishi. So'nish kichik bo'lganda $\omega \cong \omega_0$ va, demak, logarifmik dekrement $\lambda = \frac{2\pi}{\omega} \beta \cong \frac{2\pi}{\omega_0} \beta$ bo'ladi. (8) formuladagi β o'rniga uning λ orqali ifodalangan taqribiy qiymatini qo'yib, rezonans chastotasi uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$\omega_{rez} = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{1}{2} \frac{\lambda^2}{\pi^2}};$$

bizning holda

$$\omega_{rez} = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{1}{2} \frac{1,57^2}{\pi^2}} \cong 0,94 \omega_0$$

undan:

$$T_{rez} = \frac{1}{0,94} T_0 \text{ yoki } T_{rez} = 1,07 T_0.$$

Bunda T_{rez} — davrning rezonans vujudga kelgandagi qiymati, T_0 — jismning prujinadagi xususiy tebranishlarining davri. Misoldagi ma'lumotlarga asosan:

$$T_0 = 2\pi \sqrt{\frac{m}{\pi}} = 2\pi \sqrt{\frac{400}{40 \cdot 981}} \text{ sek} \cong 0,63 \text{ sek}$$

Demak, davrning

$$T_{rez} = 1,07 \cdot 0,63 \text{ sek} \cong 0,67 \text{ sek}$$

qiymatida rezonans vujudga keladi.

(9) formuladagi h o'rniga uning H/m qiymatini va β o'rniga uning logarifmik dekrement orqali ifodasini qo'ysak, quyidagiga ega bo'lamiz:

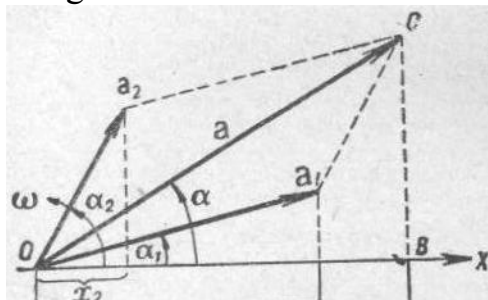
$$a_{rez} = \frac{\frac{H}{m}}{\omega_0^2 \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{1 + \frac{1}{4} \frac{\lambda^2}{\pi^2}}},$$

bundan, son qiymatlardan foydalanib, $a_{rez} \cong 10 \text{ sm}$ bo'lishini aniqlaymiz.

3. Tebranishlarni qo'shish.

Bir to'g'ri chiziq bo'yicha bo'layotgan tebranishlarni qo'shish.

Jismning bir vaqtda ikkita yoki bir necha tebranishlarda qatnashishidan iborat bo'lgan harakat tez-tez uchraydi. Masalan, agar yukni prujina yordamida resorali vagonning shipiga osib qo'ysak, yuk osish nuqtasiga nisbatan tebranadi, u nuqtaning o'zi esa o'z navbatida vagonning resoralarida tebranadi; shunday qilib, yuk bir yo'nalishda bo'layotgan ikkita tebranishning qo'shilishidan iborat bo'lgan harakatni bajaradi.



246-rasm. Birday davrli garmonik tebranma harakatlarni tasvirllovchi vektorlarni qo'shish

Tebranishlarning qo'shilishidan qanday natijaviy harakat hosil bo'lishini ko'raylik.

Birday yo'nalish va birday davrga ega bo'lgan, lekin boshlang'ich fazalari va amplitudalari turlicha bo'lgan ikki tebranishning, ya'ni

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= a_1 \cos(\omega t + \alpha_1), \\ x_2 &= a_2 \cos(\omega t + \alpha_2) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

tenglamalar bilan ifodalanuvchi ikki tebranishning qo'shilishini tekshirishdan boshlaymiz. Ikkala tebranishning doiraviy chastotasi ω umumiy, chunki ularning davrlari teng deb faraz qilingan.

Jism bir vaqtda ikkala tebranishda qatnashsa, uning muvozanat vaziyatdan siljishi x (1) tengliklar bilan ifodalanuvchi x_1 va x_2 siljishlarning algebraik yig'indisi bo'ladi:

$$x = x_1 + x_2 = a_1 \cos(\omega t + \alpha_1) + a_2 \cos(\omega t + \alpha_2). \quad (2)$$

Bu qo'shishni grafik usulda bajaramiz. Ikkala tebranishni X o'qining ixtiyoriy O nuqtasidan chizilgan amplituda vektorlari orqali tasvirlaymiz (246-rasm). Boshlang'ich paytda a_1 amplituda X o'qi bilan α_1 burchak tashqil qilib chiziladi, a_2 amplituda esa α_2 burchak tashkil qilib chiziladi. Ikkala amplituda birday ω burchak tezlik bilan soat strelkasining aylanishiga qarama-qarshi yo'nalishda aylanadi. Demak, a_2 va a_1 vektorlar orasidagi burchak hamma vaqt $\alpha_2 - \alpha_1$ ga teng bo'lib qolaveradi. Ikki vektorning biror o'qdagi proyeksiyalari yig'indisi shu vektorlar yig'indisining o'sha o'qdagi proyeksiyasiga teng bo'lgani uchun, natijaviy tebranish a_1 va a_2 amplituda vektorlarini geometrik qo'shishdan kelib chiqadigan a amplituda vektori bilan tasvirlanishi mumkin, ya'ni:

$$a = a_1 + a_2 \quad (3)$$

246-rasmdan:

$$a^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos(\alpha_2 - \alpha_1). \quad (4)$$

Ravshanki, qo'shiluvchi tebranishlarning amplituda vektorlari qanday burchak tezlik bilan aylansa, natijaviy amplituda vektori a ham shundan tezlik bilan aylanadi.

Natijaviy amplituda vektorining boshlang'ich paytda X o'qi bilan tashkil qilgan burchagi α , 246-rasmdan ko'rinib turganidek, quyidagicha aniqlanadi:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{BC}{OB} = \frac{a_1 \sin \alpha_1 + a_2 \sin \alpha_2}{a_1 \cos \alpha_1 + a_2 \cos \alpha_2}. \quad (5)$$

Natijaviy tebranishning o'zi amplituda vektori a ning X o'qidagi proyeksiyasi bilan tasvirlanadi, ya'ni quyidagiga teng bo'ladi:

$$x = x_1 + x_2 = a \cos(\omega t + \alpha). \quad (6)$$

Shunday qilib, biz ko'ramizki, natijaviy harakat ham garmonik tebranish bo'lib, qo'shiluvchi tebranishlar qaysi to'g'ri chiziq bo'yicha yuz berayotgan bo'lsa va qanday davrga ega bo'lsa, natijaviy tebranish ham shu to'g'ri chiziq bo'yicha bo'ladi va shunday davrga ega bo'ladi. Natijaviy tebranishning amplitudasi a va boshlang'ich fazasi α qo'shiluvchi tebranishlarning amplitudalari va boshlang'ich fazalari orqali, mos ravishda (4) va (5) formulalar bo'yicha aniqlanadi.

Shuni aytib o'tish muhimki, (4) formulaga ko'ra, natijaviy tebranishning amplitudasi a qo'shiluvchi tebranishlar fazalarining ayirmasi $\alpha_2 - \alpha_1$ ga bog'liq. Kosinus +1 dan katta va -1 dan kichik bo'la olmagan uchun, (4) formuladan natijaviy amplituda qo'shiluvchi amplitudalar a_1 va a_2 ning yig'indisidan katta bo'lmasligi va ularning ayirmasidan kichik bo'lmasligi ko'rinadi, ya'ni u quyidagi chegaralarda bo'ladi:

$$a_1 + a_2 \geq a \geq |a_2 - a_1|.$$

Agar qo'shiluvchi tebranishlar fazalarining farqi nolga yoki $2k\pi$ ga teng bo'lsa (k —butun son), fazalar ayirmasining kosinusi +1 ga teng bo'ladi va, (4) formulaga ko'ra:

$$a^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2, \text{ bundan } a = a_1 + a_2,$$

ya'ni fazalar farqi $\alpha_2 - \alpha_1 = 2k\pi$ bo'lganda (bunda $k=0, 1, 2, 3, \dots$), natijaviy tebranishning amplitudasi a qo'shiluvchi tebranishlarning a_1 va a_2 amplitudalari yig'indisiga teng bo'ladi.

Agar qo'shiluvchi tebranishlar fazalari ayirmasi toq son marta olingan π ga teng bo'lsa, fazalar ayirmasining kosinusi -1 ga teng bo'ladi va a amplituda uchun (4) dan quyidagi qiymatni olamiz:

$$a^2 = a_1^2 + a_2^2 - 2a_1a_2, \text{ bunda } a = |a_2 - a_1|.$$

Biz bu yerda $a_2 - a_1$ ayirmaning absolyut qiymatini olamiz, chunki a amplituda, amplituda tushunchasining mazmuniga ko'ra, faqat musbat kattalik bo'la oladi.

Bundan, agar fazalar ayirmasi $\alpha_2 - \alpha_1 = (2k+1)\pi$ bo'lsa, (bunda $k=0, 1, 2, \dots$), natijaviy tebranishning a amplitudasi qo'shiluvchi tebranishlarning a_2 va a_1 amplitudalari ayirmasining absolyut qiymatiga teng.

Endi, qo'shiluvchi tebranishlar bir yo'nalishda, lekin turli davr bilan sodir bo'ladi, deb faraz qilamiz. U holda tebranishlarning vektor diagrammasidagi qo'shiluvchi a_1 va a_2 amplitudalarning vektorlari turli burchak tezliklar bilan aylanadi (247-rasm). Buning natijasida ular orasidagi burchak o'zgarib bormaydi, balki vaqt o'tishi bilan o'zgarib boradi. Shu sababli natijaviy amplituda a ning qiymati ham o'zgarib turadi. Qo'shiluvchi tebranishlarning doiraviy chastotalari ω_1 va ω_2 bo'lsin. Qo'shiluvchi tebranishlar fazalarining ayirmasi o'zgaruvchan bo'lgani uchun, har ikki tebranishning fazasi birday bo'lgan paytni boshlang'ich payt deb olish mumkin, ya'ni tebranishlarni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$x_1 = a_1 \cos(\omega_1 t + \alpha), \quad x_2 = a_2 \cos(\omega_2 t + \alpha). \quad (7)$$

bunda $\omega_2 > \omega_1$ deb faraz qilamiz.

Qo'shiluvchi amplitudalar fazalarining ayirmasi $(\omega_2 - \omega_1)t$ ga teng bo'ladi. Fazalar ayirmasining bu qiymatini (4) formuladagi $\alpha_2 - \alpha_1$ o'rniga qo'yib, natijaviy amplituda kvadrati ifodasini hosil qilamiz:

$$a^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos(\omega_2 - \omega_1)t. \quad (8)$$

Shunday qilib, natijaviy tebranish amplitudasi a ning kattaligi vaqt o'tgan sari ma'lum davr bilan o'zgarib turadi.

Natijaviy amplituda vektorining burchak tezligi o'zgarmas bo'lmaydi, shuning uchun natijaviy harakat garmonik tebranish bo'lmaydi/

Barobar $a_1 = a_2$ amplitudalarga ega bo'lgan, lekin davrlari va, binobarin, doiraviy chastotalari bir-biridan juda oz farq qiladigan ikki tebranishning qo'shilish natijasini maxsus tekshiraylik.

(8) formulada $a_1 = a_2$ deb hisoblasak,

$$a^2 = 2a_1^2[1 + \cos(\omega_2 - \omega_1)t] = 4a_1^2 \cos^2 \frac{\omega_2 - \omega_1}{2}t$$

bo'ladi, yoki:

$$a = \left| 2a_1 \cos \frac{\omega_2 - \omega_1}{2}t \right|. \quad (9)$$

Biz bu yerda, o'ng tomondagi kattalikning musbat qiymatini olamiz, chunki amplituda aniq musbat kattalikdir. Kosinusning absolyut qiymatining davri π ga teng; demak, kosinusning argumenti π ga o'zgaradigan vaqt oralig'i amplituda absolyut qiymatining o'zgarish davri τ bo'ladi, ya'ni τ quyidagi shartdan aniqlanadi:

$$\frac{\omega_2 - \omega_1}{2} \tau = \pi,$$

bundan:

$$\tau = \frac{2\pi}{\omega_2 - \omega_1}. \quad (10)$$

Amplituda o'zgarishining chastotasi ν , ya'ni davr τ ga teskari kattalik quyidagiga teng:

$$\nu = \frac{1}{\tau} = \frac{\omega_2 - \omega_1}{2\pi} = \nu_2 - \nu_1, \quad (10a)$$

ya'ni natijaviy tebranish amplitudasining o'zgarish chastotasi ν qo'shiluvchi tebranishlar chastotalarining $\nu_2 - \nu_1$ ayirmasiga teng. 247-rasmdan ko'rinadiki. natijaviy amplitudaning X o'qi bilan tashkil qilgan burchagi $\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}t + \alpha$ ga teng, demak, bu

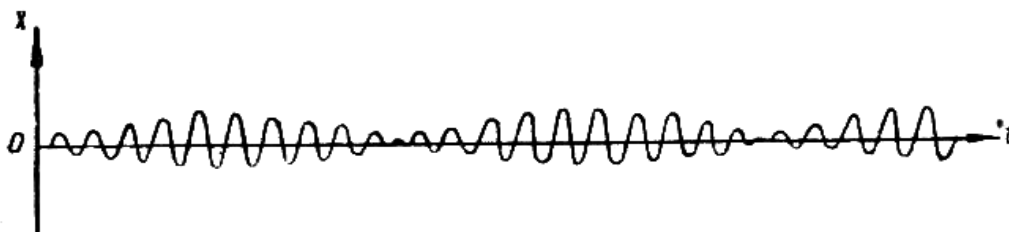
holda natijaviy amplituda vektori qo'shiluvchi tebranishlar doiraviy chastotalarining yarim yig'indisiga teng bo'lgan o'zgarmas tezlik bilan aylanadi. Natijaviy amplituda vektorini X o'qiga proyeksiyalasak, natijaviy harakat ifodasi hosil bo'ladi. Shuning uchun natijaviy siljish x:

$$x = a \cos \left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}t + \alpha \right)$$

yoki (9) ga ko'ra:

$$x = \left| 2a_1 \cos \frac{\omega_2 - \omega_1}{2} t \right| \cos \left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t + \alpha \right). \quad (11)$$

Shartga ko'ra, ω_2 bilan ω_1 bir-biriga juda ham yaqin, shuning uchun $\omega' = \omega_2 - \omega_1$ ayirma $\omega_1 + \omega_2$ yig'indiga qaraganda juda ham kichik; shu sababli biz quyidagi xulosani chiqara olamiz: (11) tenglik bilan ifodalanuvchi natijaviy harakatni doiraviy chastotasi $\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$ bo'lgan garmonik tebranma harakat deb hisoblash mumkin. Uning amplitudasi a o'zgarmas bo'lmay, vaqt o'tishi bilan, (9) munosabat bo'yicha davriy o'zgarib turadi. a amplituda o'zgarishining τ davri (10) formula bilan beriladi. Bunday tebranish grafik usulda 248-rasmda tasvirlangan. Bu tebranishning amplitudasi goh kattalashib, goh kichiklashib turadi; bundan hodisa tepkili tebranish deyiladi.



248-rasm. Tepkili tebranish (bienie)

O'zaro tik tebranishlarni qo'shish.

Endi o'zaro tik yo'nalishlarda bo'layotgan tebranishlar qo'shilishining natijasini tekshirib ko'ramiz. Dastlab moddiy nuqta o'zaro tik yo'nalishlardagi birday davrli ikki tebranishda qatnashadi, deb faraz qilamiz. Tebranishlarning yo'nalishlari uchun OX va OY o'qlari olingan bo'lsin.

U holda tebranish tenglamalari

$$x = a_1 \cos(\omega t + \alpha_1), \quad y = a_2 \cos(\omega t + \alpha_2) \quad (1)$$

bo'ladi; bunda a_1 va a_2 , α_1 va α_2 -mos ravishda, birinchi va ikkinchi tebranishlarning amplituda va boshlang'ich fazalaridir.

Nuqta trayektoriyasining tenglamasini aniqlash uchun, (1) tenglamalardan vaqtni chiqarib tashlaymiz.

(1) tenglamalarni quyidagicha yozamiz:

$$\frac{x}{a_1} = \cos \omega t \cdot \cos \alpha_1 - \sin \omega t \cdot \sin \alpha_1; \quad (2)$$

$$\frac{y}{a_2} = \cos \omega t \cdot \cos \alpha_2 - \sin \omega t \cdot \sin \alpha_2. \quad (2a)$$

(2) ni $\cos \alpha_2$ ga va (2a) ni $\cos \alpha_1$ ga ko'paytirib, ularning ayirmasini olamiz:

$$\frac{x}{a_1} \cos \alpha_2 - \frac{y}{a_2} \cos \alpha_1 = \sin \omega t \cdot \sin(\alpha_2 - \alpha_1).$$

(2) ni $\sin \alpha_2$ ga va (2a) ni $\sin \alpha_1$ ga ko'paytirib, ularning ayirmasini olamiz:

$$\frac{x}{a_1} \sin \alpha_2 - \frac{y}{a_2} \sin \alpha_1 = \cos \omega t \cdot \sin(\alpha_2 - \alpha_1).$$

Keyingi ikki tenglamani kvadratga ko'tarib va hadlab qo'shib, trayektoriyaning tenglamasini topamiz:

$$\frac{x^2}{a_1^2} + \frac{y^2}{a_2^2} - \frac{2xy}{a_1 a_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) = \sin^2(\alpha_2 - \alpha_1). \quad (3)$$

Bu tenglama, umuman aytganda, ellipsning tenglamasi bo'lib, uning xarakteristikalarini fazalar ayirmasi $\alpha_2 - \alpha_1$ ning qiymatlari orqali aniqlanadi. Xususiyl hollarni tekshiramiz. Qo'shiluvchi tebranishlar fazalarining ayirmasi $\alpha_2 - \alpha_1$ nolga teng bo'lsin, ya'ni

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$$

Bu holda trayektoriyaning tenglamasi (3) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{x^2}{a_1^2} + \frac{y^2}{a_2^2} - \frac{2xy}{a_1 a_2} = 0 \text{ yoki } \frac{x}{a_1} - \frac{y}{a_2} = 0, \text{ bundan: } \frac{x}{y} = \frac{a_1}{a_2},$$

ya'ni biz koordinat boshidan o'tuvchi va OX o'q bilan tangensi $\frac{a_2}{a_1}$ ga teng bo'lgan

burchak tashkil qiluvchi to'g'ri chiziqlarning tenglamasini oldik (249a-rasm).

Nuqta mana shu to'g'ri chiziq bo'yicha garmonik tebranma harakat qiladi, chunki nuqtaning shu chiziqdagi o'rni

$$s = \sqrt{x^2 + y^2} = \sqrt{a_1^2 \cos^2(\omega t + \alpha) + a_2^2 \cos^2(\omega t + \alpha)} = \sqrt{a_1^2 + a_2^2} \cos(\omega t + \alpha).$$

s kesma bilan aniqlanadi; natijaviy tebranishning davri qo'shiluvchi tebranishlarning davriga teng, natijaviy tebranishning amplitudasi

$$a = \sqrt{a_1^2 + a_2^2}$$

ga teng.

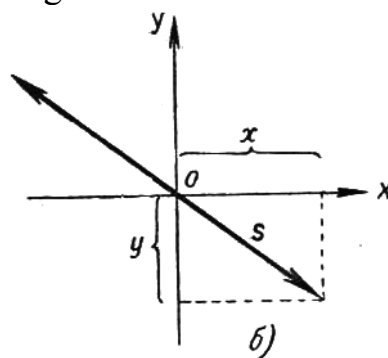
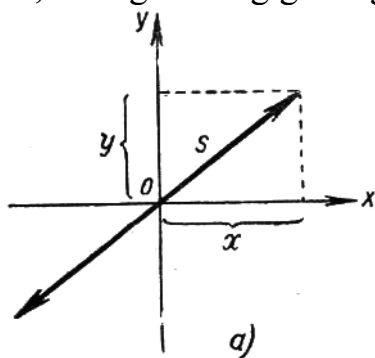
Endi, qo'shiluvchi tebranishlar fazalarining $\alpha_2 - \alpha_1$ ayirmasi π ga teng deb faraz qilamiz, ya'ni

$$\alpha_2 - \alpha_1 = \pi.$$

Trayektoriyaning tenglamasi (3) bu holda quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{x^2}{a_1^2} + \frac{y^2}{a_2^2} + \frac{2xy}{a_1 a_2} = 0, \text{ bundan } \frac{x}{y} = -\frac{a_1}{a_2}.$$

Bu 249b-rasmdagi to'g'ri chiziqlarning tenglamasidir; nuqta, bu to'g'ri chiziq bo'ylab, oldingi holdagiga teng amplituda bilan garmonik tebranma harakat qiladi.



Agar qo'shiluvchi tebranishlar fazalarining $\alpha_2 - \alpha_1$ ayirmasi $\pi/2$ yoki $3\pi/2$ ga teng bo'lsa, trayektoriya tenglamasi

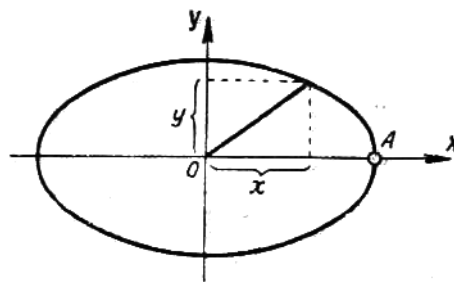
$$\frac{x^2}{a_1^2} + \frac{y^2}{a_2^2} = 1 \quad (4)$$

ko'rinishda bo'ladi. Bu o'qlari OX va OY o'qlarga to'g'ri keladigan ellipsning tenglamasidir (250-rasm). Agar fazalar ayirmasi $\alpha_2 - \alpha_1 = \frac{\pi}{2}$ bo'lsa, nuqta ellips bo'yicha soat strelkasi yo'nalishida harakatlanadi. Buni isbot qilish uchun qo'shiluvchi tebranishlarning tenglamalarini quyidagi ko'rinishda yozish kerak bo'ladi:

$$x = a_1 \cos(\omega t + \alpha),$$

$$y = a_2 \cos\left(\omega t + \alpha + \frac{\pi}{2}\right) = -a_2 \sin(\omega t + \alpha).$$

Vaqtning biror paytida har ikki ifodaning argumenti nolga teng; bu paytda tebranuvchi nuqta A nuqtada bo'ladi (250-rasm); vaqtning undan keyingi paytida argument kattalashadi, demak, x musbat, y manfiy bo'ladi; nuqta pastga qarab, soat strelkasi yo'nalishida siljiydi. Agar qo'shiluvchi tebranishlar fazalarining ayirmasi $3\pi/2$ ga teng bo'lsa,



250-rasm. Ikkita o'zaro tik garmonik tebranma harakatning qo'shilishi natijasida elliptic harakat vujudga keladi.

yuqoridagiga o'xshash yo'l bilan, nuqta ellips bo'yicha soat strelkasining yo'nalishiga teskari harakatlanishini ko'rsatish mumkin.

Fazalar ayirmasining ishorasi o'zgarsa, ellips bo'yicha bo'ladigan harakatning yo'nalishi teskarisiga almanadi. Masalan, $\alpha_2 - \alpha_1 = -\frac{\pi}{2}$ bo'lganda, soat strelkasiga teskari harakat hosil bo'ladi. $\alpha_2 - \alpha_1 = -\frac{3\pi}{2}$ bo'lganda esa soat strelkasi bo'yicha harakat hosil bo'ladi. Ravshanki, amplitudalar teng bo'lsa, ellips o'rniga aylana bo'yicha harakat hosil bo'ladi.

$$x = a \cos \omega t, \quad y = a \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) \quad (5)$$

yoki

$$x = a \cos \omega t, \quad y = -a \sin \omega t \quad (5a)$$

o'zaro tik garmonik tebranishlar qo'shib, a radiusli aylana bo'yicha soat strelkasi yo'nalishida ω burchak tezlik bilan sodir bo'layotgan tekis aylanma harakatni beradi.

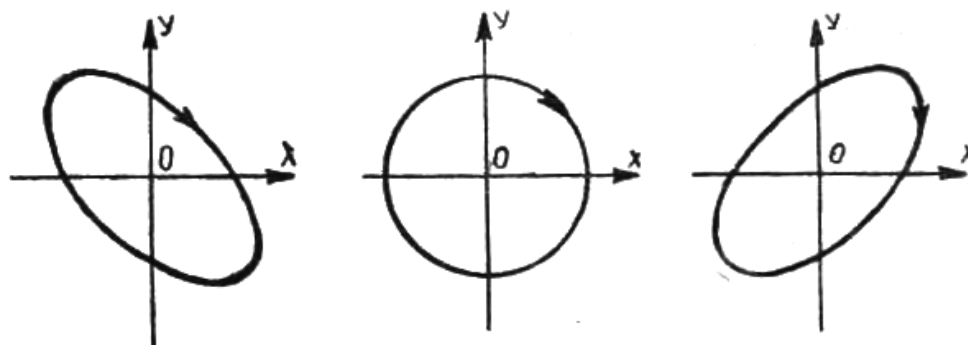
Aksincha, a radiusli aylana bo'yicha soat strelkasi yo'nalishida bo'layotgan va burchak tezligi ω ga teng bo'lgan tekis aylanma harakat o'zaro tik ikki garmonik tebranma harakatga ajratilishi mumkin: ular (5) va (5a) formulalar bilan ifodalanadi.

Shuningdek, quyidagi tenglamalar bilan ifodalanuvchi ikki o'zaro tik garmonik tebranishlar:

$$\begin{aligned} x &= a \cos \omega t, \\ y &= a \cos \left(\omega t + \frac{3\pi}{2} \right) = a \sin \omega t \end{aligned} \quad (6)$$

qo'shilib, a radiusli aylana bo'yicha soat strelkasiga teskari yo'nalishda bo'layotgan va ω burchak tezlikka ega bo'lgan tekis aylanma harakatni beradi.

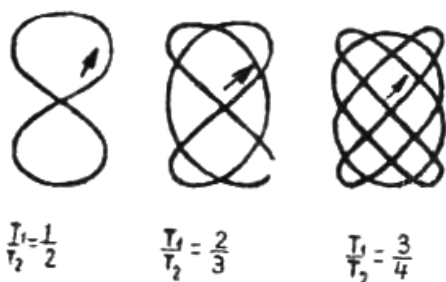
Fazalar ayirmasning $\pm \pi/2$ va $\pm 3\pi/2$ dan boshqa xamma qiymatlari o'qlari OX va OY o'qlarning ustiga tushmaydigan ellipslarni beradi. Birday davrli o'zaro tik garmonik tebranma harakatlarning qo'shilishidan hosil bo'lishi mumkin bo'lgan trayektoriyalardan ba'zilar 251-rasmda ko'rsatilgan.



251-rasm. Birday davrli o'zaro tik garmonik ikki tebranma harakatning qo'shilishidan hosil bo'ladigan harakatlarning turli trayektoriyalari.

Keltirilgan mulohazalardan nuqtaning ellips bo'yicha harakati ham ikki o'zaro tik tebranishlarga ajratilishi mumkinligi kelib chiqadi. Ularning fazalari orasidagi ayirma ellipsning ko'rinishi va nuqta harakatining yo'nalishi bilan aniqlanadi.

Agar o'zaro tik tebranishlarning davrlari har xil bo'lsa, bunday tebranishlarning qo'shilishi natijasida murakkabroq shakldagi trayektoriyalar hosil bo'ladi; ularning ba'zilar 252-rasmda tasvirlangan. Bu trayektoriyalar Lisaju figuralari deb ataladi.

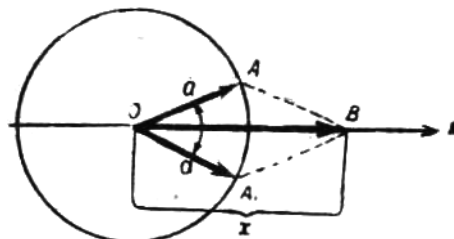


252-rasm. Turli davrli o'zaro tik ikkita garmonik tebranma harakatning qo'shilishidan hosil bo'ladigan turli harakatlarning trayektoriyalari.

Nihoyat, nuqtaning to'g'ri chiziqli tebranishini ikkita "doiraviy tebranish" ga ajratish mumkinligini tekshiramiz. Buning tushunarli bo'lishi uchun 253-rasmga murojaat qilaylik. Nuqta muvozanat vaziyat O dan chiqib, bir vaqtning o'zida ikkita siljishda qatnashayotir deb faraz qilamiz. Siljishlardan biri OA vektor bilan tasvirlangan, ikkinchisi unga son jihatdan teng bo'lgan OA₁ vektor bilan tasvirlangan. Bu vektorlardan har birining uzunligini a bilan belgilaymiz.

Natijaviy siljish bu ikki siljishning geometrik yig'indisi bilan ifodalanadi. Demak, nuqtaning vaziyati 253-rasmdagi B nuqta bilan beriladi. Siljish vektorlari barobar ω burchak tellik bilan O nuqta atrofida qarama-qarshi yo'nalishlarda aylanadi, deb faraz

qilamiz. U holda natijaviy siljish OB to'g'ri chiziq ustida yuz beraveradi, bu chiziqni X o'q deb ataymiz. O muvozanat vaziyatdan B nuqttagacha bo'lgan masofa vaqtning berilgan payti uchun x kattalikning qiymati bo'ladi. Bu qiymatning



$$x = 2a \cos(\omega t + \alpha)$$

ekanligi rasmdan ko'rinib turibdi, ya'ni natijaviy siljish garmonik tebranish bo'lib, uning amplitudasi OA va OA₁ vektorlarning uchlari chizayotgan aylananing ikkilangan radiusiga teng. Tebranish davri siljish vektorlarining aylanish davriga teng.

253-rasm. OA va OA₁ vektorlar bilan tasvirlanuvchi va qarama-qarshi tomonlari aylanuvchi ikkita doiraviy tebranishning qo'shilishi

Bundan, to'g'ri chiziqli garmonik tebranma harakatdagi nuqtaning siljishini, tebranishning doiraviy chastotasiga teng bo'lgan ω burchak tezlik bilan qarama-qarshi yo'nalishlarda aylanayotgan ikkita siljish vektorlarining geometrik yig'indisi shaklida tasvirlash mumkin, degan xulosa kelib chiqadi. Vektorlarning kattaligi tebranish amplitudasining yarmiga teng va har bir berilgan paytda vektorlar tebranish sodir bo'layotgan to'g'ri chiziqqa nisbatan simmetrik joylashgan bo'ladi.

TAYANCH SO'Z VA IBORALAR

Tebranma harakat, garmonik tebranish, tebranish davri, amplituda, faza, siljish, chastota, matematik mayatnik, fizik mayatnik, tezlik, tezlanish, energiya.

Nazorat savollari

1. Tebranma harakat deb nimaga aytiladi?
2. Qanday tebranishlarga garmonik tebranishlar deyiladi?
3. Garmonik tebranma harakat tenglamasini izohlang?
4. Matematik va fizik mayatniklarning tebranish davri formulalarini keltirib chiqaring va izohlang?
5. Garmonik tebranma harakatda tezlik va tezlanishni tushuntiring?
6. Tebranish davri, chastotasi va amplitudasini tushuntiring?
7. Tebranma harakatda faza va siljish haqida tushuncha bering?
8. Garmonik tebranma harakatda to'liq mexanik energiyani izohlang?

Asosiy adabiyotlar

1. O. Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.
2. I. V. Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1, M., Nauka, 2000g.
3. A. A. Detlaf, B. M. Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola". 2000g.
4. T. I. Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G. A. Zisman, O. M. Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Visshaya shkola", 1991 g
6. D. V. Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M. Nauka. 1977-90 g
7. O'q. Nazarov, H. Z. Ikromova va K. A. Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.
8. Nuomonxo'jaev A. S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent: «O'qituvchi», 1992, 208 b.

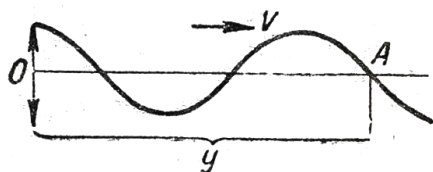
Ma'ruza. To'lqin tushunchasi. Ko'ndalang va bo'ylama to'lqinlar. To'lqin sirti va fronti. Torning tebranishi. Yassi sinusoidal to'lqin. To'lqin harakat energiyasi. To'lqin energiyasi oqimi. Umov vektori. To'lqin intensivligi. To'lqin interferensiyasi. Turg'un to'lqin. Tovush va uning tabiati.

Reja:

1. To'lqin tenglamasi.
2. To'lqinlarning elastik muhitda tarqalishi.
3. Gyuygens printsiipi.

1. To'lqin tenglamasi.

To'lqin protsessini qanday qilib analitik ravishda xarakterlash mumkinligini tekshiraylik.



272-rasm. To'lqin tenglamasini keltirib chiqarishga doir

Dastlab, biror to'g'ri chiziq bo'yicha, masalan, bir uchi doim tebratib turilayotgan arqon bo'yicha ketayotgan to'lqinlarni ko'z oldimizga keltiramiz. Nuqtaning muvozanat vaziyatdan siljishina x orqali belgilaymiz.

To'lqin tarqalayotgan to'g'ri chiziqning har bir nuqtasi uchun x siljish har bir paytda qanday qiymatlarga ega bo'lishini bilsak, to'lqin protsessi aniqlangan bo'ladi. Boshqacha aytganda, nuqtaning x siljishini vaqtning va nuqtalar muvozanat vaziyati koordinatalarining funktsiyasi sifatida bilish kerak.

To'g'ri chiziqdagi tebranishlar markazi bo'lgan O nuqtani (272-rasm) koordinatalar boshi deb qabul qilamiz. O nuqtadagi yebranishlar

$$x = a \cos \omega t \quad (1)$$

qonun bo'yicha sodir bo'layotgan bo'lsin. Bu yerda a — tebranishlar amplitudasi, ω — doiraviy chastota, t — tebranish boshlangan paytdan boshlab hisoblangan vaqt.

To'g'ri chiziq ustida koordinatalar boshidan y masofada joylashgan ixtiyoriy A nuqtani olamiz. Tebranishlar O nuqtadan tarkalib, A nuqtaga

$$\tau = \frac{y}{V} \quad (2)$$

vaqt o'tgandan so'ng yetib keladi; bunda V — to'lqinning tarqalish tezligi. Shunday qilib, A nuqta O nuqtadan τ vaqt qadar kech tebrana boshlaydi. Tekshirilayotgan to'g'ri chiziq bo'ylab tarqaluvchi to'lqinlarni so'nmaydigan to'lqinlar deb hisoblab, A nuqtaga to'lqin yetib kelganda, u nuqta ham a amplituda va ω doiraviy chastota bilan tebrana boshlaydi, degan xulosaga kelimiz. Demak, A nuqtaning muvozanat vaziyatdan siljishi x quyidagicha ifodalanadi:

$$x = a \cos \omega t', \quad (3)$$

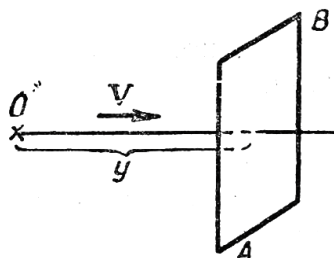
bunda t' — A nuqta tebrana boshlagandan boshlab hisoblangan vaqt. Lekin, yuqorida aniqlanganicha, A nuqta O nuqtadan vaqt τ qadar kech tebrana boshlagani uchun, $t' = t - \tau$ bo'ladi; t' ning bu qiymatini (3) ga qo'ysak:

$$x = a \cos \omega(t - \tau)$$

yoki bu yerga τ ning (2) qiymatini qo'ysak:

$$x = a \cos \omega \left(t - \frac{y}{V} \right). \quad (4)$$

Bu tenglama nuqtaning siljishi x ni vaqt t ning va A nuqtadan O nuqttagacha bo'lgan y masofaning funktsiyasi sifatida ifodalaydi; OB to'g'ri chiziq bo'yicha tarqalayotgan to'lqinning qidirilayotgan tenglamasi mana shudir.



273-rasm. Yassi to'lqin uchun birday fazalar tekisligi

(4) ifoda y yo'nalish bo'yicha tarqalayotgan yassi to'lqinning tenglamasidir. Haqiqatan ham, bu holda y ning yo'nalishiga tik bo'lgan har qanday AB tekislik (273-rasm) birday fazalar sirtidan iborat bo'ladi va, demak, bu tekislikning hamma nuqtalari vaqtning muayyan t paytida birday x siljishga ega bo'ladi. Bu siljish tekislikdan O nuqttagacha bo'lgan y masofa

bilangina aniqlanadi.

Agar biz y masofa o'lchanayotgann yo'nalishga teskari tomonga tarqaluvchi yassi to'lqinni ko'z oldimizga keltirsak, (4) ifodadagi y ning o'rniga— y qo'yilishi kerak, u holda bunday to'lqinning tenglamasi

$$x = a \cdot \cos \omega \left(t + \frac{y}{V} \right) \quad (4a)$$

ko'rinishga ega bo'ladi.

§ 106 dagi (1) munosabatdan foydalanib, (4) ifodaning ko'rinishini o'zgartirish mumkin; o'sha formulaga ko'ra: $\frac{\omega}{V} = \frac{2\pi}{VT} = \frac{2\pi}{\lambda}$, bunda λ — tarqalayotgan to'lqinlarning to'lqin uzunligi; u xolda:

$$x = a \cos \left(\omega t - 2\pi \frac{y}{\lambda} \right)$$

yoki agar doiraviy chastota ω o'rniga odatdagi chastota $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$ — qo'yilsa:

$$x = a \cos 2\pi \left(\nu t - \frac{y}{\lambda} \right) \quad (5)$$

To'g'ri chiziq bo'yicha tarqalayotgan to'lqin (272-rasm) misolida (4) tenglamadan kelib chiqadigan natijalarni tekshiramiz. To'lqin protsessi — bu ikki yoqlama davriy protsessdir: (4) formuladagi kosinusning argumenti ikki o'zgaruvchiga—vaqt t va koordinata y ga bog'liq. Shunday qilib, to'lqin davriyligi ikki yoqlama— y fazada ham, vaqtda ham davriydir. Vaqtning berilgan payti uchun (4) tenglama zarralarning siljishi x ni ulardan koordinat boshigacha bo'lgan y masofalarning funktsiyasi sifatida ifodalaydi; o'tayotgan to'lqin ta'sirida tebranayotgan zarralar shu berilgan paytda kosinusoida bo'yicha joylashgan bo'ladi.

y ning aniq bir qiymati bilan xarakterlanuvchi ma'lum bir zarra vaqtga bog'liq ravishda garmonik tebranma harakat qiladi:

$$x = a \cos \omega \left(t - \frac{y}{V} \right) = a \cos(\omega t - \alpha),$$

bunda

$$\alpha = \frac{\omega y}{V} = 2\pi \frac{y}{\lambda}. \quad (6)$$

α kattalik berilgan nuqta uchun o'zgarmas bo'lib, u shu nuqta tebranishining *boshlang'ich fazasi* bo'ladi.

Koordinatalar boshigacha bo'lgan y_1 va y_2 masofalar bilan xarakterlanuvchi ikki nuqta fazalarining ayirmasi:

$$\alpha_2 - \alpha_1 = 2\pi \frac{y_2 - y_1}{\lambda}. \quad (7)$$

Bundan ko'rinadiki, bir-biridan λ qadar uzoqlikda joylashgan ikki nuqta uchun, ya'ni $y_2 - y_1 = \lambda$ bo'lgan holda, fazalar ayirmasi $\alpha_2 - \alpha_1 = 2\pi$ bo'ladi; bu ikki nuqtaning x siljishlari har qanday berilgan t paytda kattalik bo'yicha ham, yo'nalish bo'yicha ham birday bo'ladi; bunday ikki nuqta *birday fazada tebranuvchi* nuqtalar deb aytiladi.

Bir-biridan $y_2 - y_1 = \frac{\lambda}{2}$ masofadagi, ya'ni bir-biridan yarim to'lqin uzunligicha masofadagi nuqtalar uchun fazalar ayirmasi $\alpha_2 - \alpha_1 = \pi$ bunday nuqtalar *qarama-qarshi fazalarda* tebranuvchi nuqtalar deb aytiladi — har bir berilgan paytda bu nuqtalar siljishlarining absolyut qiymatlari teng bo'ladi, lekin ishoralari turlicha bo'ladi: agar nuqtalardan biri yuqoriga siljigan bo'lsa, ikkinchisi pastga siljigan bo'ladi va aksincha.

Yuqorida tekshirilgan, bir to'g'ri chiziq bo'ylab tarqaluvchi to'lqinlar to'lqinlarning xususiy holidir. Elastik muhitda boshqacha to'lqinlar, masalan, sferik to'lqinlar mavjud bo'lishi mumkin.

Sferik to'lqinda amplituda tebranish manbaigacha bo'lgan masofaga teskari proportsional ravishda kamaya boradi. Siljishning koordinatalarga va vaqtga bog'lanishi

$$x = \frac{a}{r} \cos \omega \left(t - \frac{r}{V} \right) \quad (8)$$

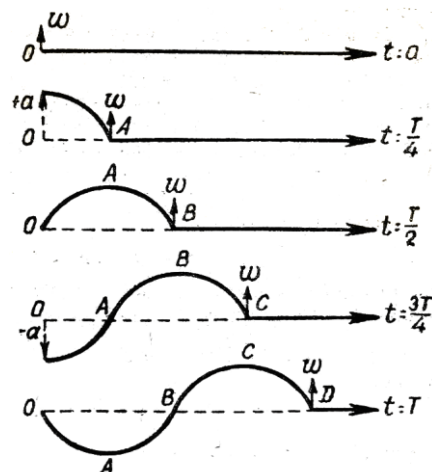
ko'rinishda bo'ladi.

Vaqtning biror paytida teng fazalar sirti $r = \text{const}$ tenglama bilan aniqlanadi, ya'ni u r radiusli sfera bo'ladi.

Bunday to'lqinning "sferik" degan nomi mana shundan kelib chiqadi.

2. To'lqinlarning elastik muhitda tarqalishi.

Tebranma harakatdagi nuqta barcha zarralari o'zaro bog'langan muhit ichiga joylashgan bo'lsin. U holda nuqtaning tebranish energiyasi atrofidagi nuqtalarga uzatilib, ularni tebranma harakatga keltirishi mumkin. Tebranishning muhit ichida tarqalish hodisasi to'lqin deb ataladi. Suvga tosh tashlasak, to'lqinlar hosil bo'lishini ko'ramiz; suv sirtining toshning tushishi natijasida bevosita g'alayonga keltirilgan sohasi tebrana boshlaydi, bu tebranish bu sohadan boshqa qo'shni sohalarga tarqaladi va suv sirtida to'lqin hosil bo'ladi. Bir arqon olib, uning



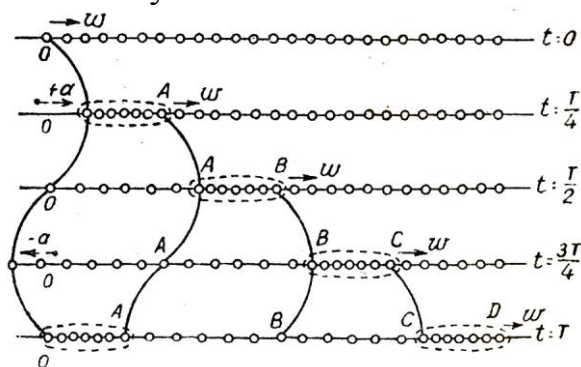
264-rasm. Ko'ndalang to'lqinning tarqalish sxemasi

uchlaridan biri qo'l bilan tebranma harakatga keltirilganda ham to'lqin hosil bo'lishini kuzatish mumkin, bu holda tebranish arqon bo'yicha tarqala boshlaydi: to'lqin arqon bo'ylab ketadi.

Dastavval, tebranishlar tarqalayotganda tebranayotgan zarralar tarqalayotgan tebranma protsess bilan birga siljib bormay, balki o'z muvozanat vaziyatlari atrofida tebranib turishini ta'kidlab o'tish kerak.

Agar zarralar tebranish tarqalayotgan to'g'ri chiziq bo'ylab tebranayotgan bo'lsa, bunday to'lqin bo'ylama to'lqin deb ataladi; agar zarralarning tebranish yo'nalishi tebranish tarqalayotgan yo'nalishga tik bo'lsa, bunday to'lqin ko'ndalang to'lqin deb ataladi.

264-rasmda ko'ndalang to'lqinning tarqalish sxemasi tasvirlangan. 264-rasmdagi beshta chiziq muhit zarralarining vaqtning ketma-ket paytlaridagi joylashishini ko'rsatadi. Birinchi chiziq zarralarning boshlang'ich $t=0$ paytdagi vaziyatini ko'rsatadi; bu vaqtda barcha zarralar muvozanat vaziyatda bo'ladi va faqat eng chetdagi O zarra yuqoriga yo'nalgan ω tezlanish olgan. Ikkinchi chiziq zarralarning harakat boshlangandan so'ng, chorak davr o'tgach egallagan vaziyatlarini ko'rsatadi; O zarra o'zining eng baland vaziyatiga yetgan, A zarra endigina yuqoriga yo'nalgan ω tezlanishni olgan. Uchinchi chiziq harakat boshlangandan yarim davr o'tgandagi vaziyatni tasvirlaydi: O zarra pastga qarab muvozanat vaziyatdan o'tmoqda, A zarra o'zining eng baland vaziyatiga yetgan, B zarra endigina yuqoriga yo'nalgan ω tezlanish olgan. To'rtinchi chiziq harakat boshlangandan uch chorak davr o'tgandagi vaziyatni ko'rsatadi: O zarra o'zining eng pastki vaziyatiga yetgan, A zarra pastga qarab muvozanat vaziyatdan o'tmoqda, B zarra o'zining eng baland vaziyatiga yetgan; C nuqta yuqoriga yo'nalgan ω tezlanishni olayotir. Nihoyat, beshinchi chiziqda harakat boshlangach bir davr o'tgandan so'nggi vaziyat ko'rsatilgan: O zarra yuqoriga qarab yana muvozanat vaziyatdan o'tmoqda, A zarra o'zining eng past vaziyatiga yetgan, B zarra pastga qarab muvozanat vaziyatdan o'tmoqda, C zarra o'zining eng baland vaziyatiga yetgan, D zarra yuqoriga yo'nalgan ω tezlanishni olgan. Tebranishning bundan keyingi tarqalishini ham shu yo'sinda kuzatib borish mumkin.



265-rasm. Bo'ylama to'lqinning tarqalish shemasi.

Bo'ylama to'lqin uchun xuddi shunday sxema 265-rasmda berilgan. Farqi faqat shundaki, zarralar tebranishlarning tarqalish yo'nalishida siljiydi. 265-rasmdan ko'rinib turibdiki, bo'ylama to'lqin tarqalayotganda zarralar bir-biriga yaqinlashadi va bir-biridan uzoqlashadi, buniig natijasida muhitda quyuqlanishlar (rasmda o'rab qo'yilgan

sohalar) va siyraklanishlar hosil bo'ladi; to'liqin tarqalish hodisasi bu quyuqlanish va siyraklanish sohalarining ko'chib borishidan iborat.

Muhit ichida tarqaluvchi to'liqinlarning bo'ylama yoki ko'ndalang bo'lishligi muhitning elastiklik xossalariga bog'liqdir.

Agar muhitning bir qatlami ikkinchi qatlamiga nisbatan siljiganda shu siljigan qatlamni muvozanat vaziyatga qaytarishga intiluvchi elastik kuchlar hosil bo'lsa, muhitda ko'ndalang to'liqinlar tarqalishi mumkin (umuman aytganda, qattiq jism shunday muhit bo'ladi). Agar parallel qatlamlar bir-biriga nisbatan siljiganda muhitda elastik kuchlar hosil bo'lmasa, ko'ndalang to'liqinlar vujudga kela olmaydi. Masalan, suyuqlik va gaz ko'ndalang to'liqinlar tarqalmaydigan muhitlardir (bu xulosa suyuqlikning sirtiga tegishli emas; suyuqlikning sirtida ko'ndalang to'liqinlar tarqala oladi, biroq ular murakkabroq bo'ladi; zarralar yopiq doiraviy yoki elliptik trayektoriyalar bo'yicha harakatlanadi). Agar cho'zilish va siqilish deformatsiyalari vaqtida elastik kuchlar hosil bo'lsa, bunday muhitda bo'ylama to'liqinlar tarqalishi mumkin. Masalan, suyuqlik va gaz siqilganda bosim ortadi; bizga ma'lumki, bu bosim kuchi siqilish deformatsiyasidagi elastiklik kuchi rolini o'ynaydi. Suyuqlikda va gazda faqat bo'ylama to'liqinlar tarqaladi. Qattiq jismlarda bo'ylama to'liqinlar bilan bir qatorda ko'ndalang to'liqinlar ham mavjud bo'lishi mumkin.

Bo'ylama to'liqinlarning tarqalish tezligi V , nazariyaning ko'rsatishicha, muhitning elastiklik koeffitsiyenti α va uning zichligi ρ dan olingan kvadrat ildizga teskari proporsionaldir:

$$V = \sqrt{\frac{1}{\alpha\rho}}.$$

Bu munosabat taqriban quyidagi munosabat bilan almashtirilishi mumkin:

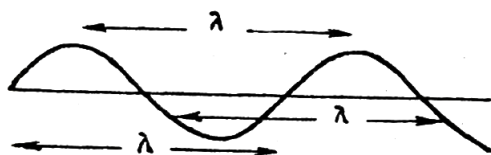
$$V = \sqrt{\frac{E}{\rho}},$$

bunda E - muhitning Yung moduli.

Ko'ndalang to'liqinlarning tarqalish tezligi siljish moduli N ga bog'liq bo'ladi:

Muayyan tebranish fazasi bir tebranish davrida qancha masofaga surilsa, bu masofa to'liqin uzunligi deyiladi; to'liqin uzunligini λ orqali belgilaymiz.

266-rasmda bir-biridan λ masofada joylashgan bir necha juft nuqtalar ko'rsatilgan.



266-rasm. Birday fazada tebranuvchi eng yaqin ikki nuqta orasidagi masofa to'liqin uzunligi λ ni aniqlaydi.

Rasmdan, to'liqin uzunligi birday fazalarda tebranuvchi nuqtalar orasidagi eng qisqa masofa ekanligi yaqqol ko'rinib turibdi. To'liqinning

tarqalish tezligi deganda uning faza tezligi, ya'ni berilgan tebranish fazasining tarqalish tezligi tushuniladi; masalan, vaqtning $t=0$ paytida 264-rasmdagi O nuqtaning fazasi boshlang'ich faza edi, ya'ni u muvozanat vaziyatdan endigina chiqayotgan edi; T vaqt o'tgach, bunday fazaga O nuqtadan λ masofada turgan O nuqta ega bo'ladi. Demak, davr T ga teng vaqt ichida boshlang'ich faza to'liqin uzunligi λ ga teng masofaga tarqaldi. Bundan faza tezligi uchun quyidagi ta'rif kelib chiqadi:

$$V = \frac{\lambda}{T}. \quad (1)$$

Tebranish tarqatayotgan nuqta (tebranish markazi) tutash muhit ichida tebranayotgan bo'lsin. Tebranishlar markazdan hamma tomonlarga tarqaladi. Vaqtning biror paytida tebranish yetib borgan nuqtalarning geometrik o'rni to'lqin fronti deyiladi. Shuningdek, muhit ichida birday fazalarda tebranayotgan nuqtalarning geometrik o'rnini ham ajratib olish mumkin. Bu nuqtalar birday fazalar sirtini yoki boshqacha aytganda, to'lqin sirtini tashkil qiladi. Ravshanki, to'lqin fronti to'lqin sirtining xususiy holdir. Agar muhit izotrop bo'lsa, tebranishlar tebranish markazidan hamma tomonlarga birday tarqaladi; bu holda to'lqin fronti ham, birday fazalar sirtlari ham markazi tebranish markazida bo'lgan sferalardan iborat bo'ladi. Ravshanki, to'lqin frontining radiusi, markazdagi nuqta tebrana boshlagandan so'ng t vaqt o'tgach, tebranishlar qancha masofaga tarqalganini ko'rsatadi; bundan:

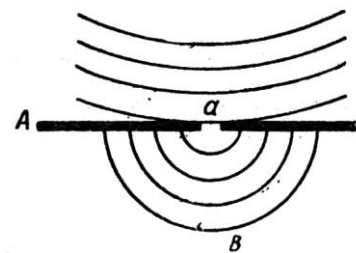
$$r = Vt,$$

bu yerda V — to'lqinning tarqalish tezligi.

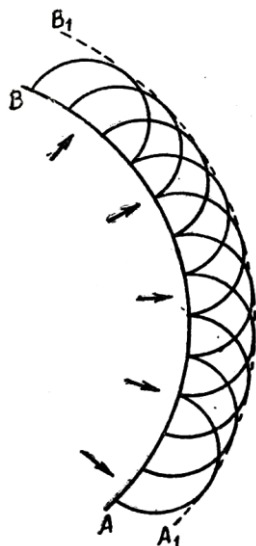
To'lqin frontining shakli to'lqinning tipini belgilaydi, masalan, fronti tekislikdan iborat bo'lgan to'lqin yassi to'lqin deyiladi va hokazo.

Tebranishlar tarqalayotgan yo'nalishlar nurlar deyiladi. Izotrop muhitda nurlar to'lqin frontiga tik bo'ladi; to'lqin fronti sferadan iborat bo'lganda nurlar radiuslar bo'yicha yo'nalgan bo'ladi.

3. Gyuygens printsipti. Vaqtning biror paytidagi to'liq fronti ma'lum bo'lganda, undan keyingi paytga tegishli bo'lgan to'liq frontini yasash metodiga ega bo'lish turli masalalarni yechish uchun juda muhimdir. Bunday metodni Gyuygens 1690 yilda bergan edi; u Gyuygens printsipti deyiladi. Gyuygens o'z printsiptining qat'iy isbotini bergan emas; Gyuygens printsiptining to'g'riligi



267-rasm. To'siqdagi kichik teshik to'liq-larning yangi manbai bo'ladi



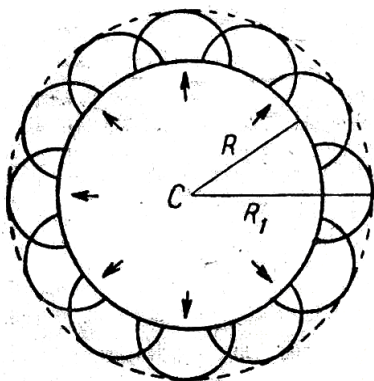
268-rasm. To'liq yangi frontining Gyuygens bergan sxemasi

faqat yasash natijalarini tajribalar bilan taqqoslab ko'rishdan kelib chiqar edi. Ancha vaqt o'tgandan keyin Gyuygens metodining to'g'riligi umumiy elastiklik nazariyasi asosida isbot qilindi. Gyuygens metodining g'oyasini birmuncha tushunib olish uchun, quyidagi tajribani ko'raylik. Suv sirtida ixtiyoriy shakldagi to'liq tarqalmoqda, deb faraz qilaylik. Bu to'liqning yo'lga A to'siqni qo'yamiz; bu to'siqda o'lchamlari to'liq uzunligi λ ga nisbatan juda kichik bo'lgan a teshik bo'lsin (267-rasm). To'liq A to'siqqa yetgach undan qaytadi, to'siqdagi a teshik esa to'siqning ikkinchi tomoniga tarqaluvchi to'liqlarning manbai bo'lib xizmat qiladi. Bunda, to'siqqa bo'lgan to'liqning shakli qanday bo'lishidan qat'iy nazar, to'siqdan yarim halqa

shaklidagi B to'liqlar tarqala boshlaydi. Teshik go'yo yangi tebranish markazi bo'lib, undan tebranishlar hamma tomonlarga tarqala boshlaydi. Bu tajriba, muhitning to'liq fronti borib yetgan har bir nuqtasini yangi tebranish manbai deb qarash mumkin,

degan fikrga olib keladi. Gyuygens printsiptining mohiyati mana shundan kelib chiqadi. Faraz qilaylik, biror paytda strelkalar bilan ko'rsatilgan yo'nalishda kelgan AB to'liq fronti ma'lum bo'lsin (268-rasm). t vaqt o'tgandan keyingi paytga tegishli bo'lgan yangi frontni yasash uchun, eski frontning har bir nuqtasini oldingi tarqaluvchi tebranishlarning mustaqil markazi deb qarash kerak. Har bir nuqtadan elementar to'liq sirtlarini chizamiz, bu sirtlar $r = Vt$ radiusli yarim sferik sirtlar bo'ladi. Hamma elementar to'liq sirtlarining A_1B_1 o'rovchisi yangi to'liq frontini beradi.

Xususiyl hollarda to'liq sirtlarini yasashga Gyuygens metodini tatbiq qilamiz. To'liq vaqtning biror paytida R radiusli sfera shakliga ega bo'lsin (269-rasm) va tebranishlar markazidan tarqalayotgan bo'lsin; frontning har bir nuqtasi atrofida yarim sferik shakldagi elementar to'liq sirtlarini chizamiz. Bu elementar yarim sferik



269-rasm. C markazdan tarqaluvchi sferik to'liq uchun Gyuygens sxemasi

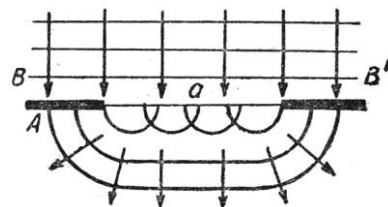
sirtlarning o'rovchisi $R_1 = R + Vt$ radiusli sferik sirt bo'ladi. Nurlar, yuqorida aytib o'tilganidek, markazdan radiuslar bo'yicha yo'nalgan bo'ladi. Sferik to'liq tarqalayotib, kattalasha boruvchi radiusli sfera shakliga ega bo'ladi; radius juda ham katta bo'lganda to'liq frontining bir qismini yassi deb hisoblash mumkin. 270-rasmda AB to'liqning yassi frontining bir qismi tasvirlangan. Bu frontning barcha nuqtalarini mustaqil tebranishlar deb qarab, ular atrofida elementar yarim sferalar chizsak, AB tekislikka parallel

tekislik shaklida o'rovchi sirt hosil bo'ladi. Nurlar, ya'ni tebranishlar tarqalayotgan yo'nalishlar front tekisligiga tik to'g'ri chiziqlardir. Bundan, yassi to'lqin bir izotrop muhitda tarqalayotganida yassi to'lqinligicha qolaveradi, degan xulosaga kelamiz; nurlar parallel to'g'ri chiziqlar dastasidan iborat bo'ladi. Bir jinsli izotrop muhitda ko'chib borayotgan to'lqin fronti geometrik jihatdan hamma vaqt o'z-o'ziga o'xshash bo'lib qoladi.

bu A Endi, yassi to'lqinning tarqalish yo'lida A to'siq qo'yilgan bo'lsa va to'siqda o'lchamlari to'lqin uzunligi λ dan katta bo'lgan a teshikcha bo'lsa (271-rasm), qanday hodisa ro'y berishini ko'raylik. BB' yassi front to'siqqa yetgach undan qaytadi, a teshikchaning nuqtalari esa mustaqil tebranish manbalari bo'lib qoladi. Har bir nuqta atrofida elementar yarim sferik to'lqin sirti hosil bo'ladi; bu to'lqin sirlarining o'rovchisi teshikcha orqasidagi to'lqin frontini beradi. 271-rasmdan, teshik orqasidagi bu front endi yassi bo'lmasligi, faqat uning o'rta qismigina dastlabki frontga parallel bo'lishi ko'rinib turibdi; frontning chetlari qayrilgan bo'ladi-nurlar o'zlarining dastlabki yo'nalishlarini o'zgartiradi. Nurlarning diffraksiya deb ataladigan bunday qayrilishini to'la hisobga

270-rasm. Yassi to'lqin uchun Gyuygens sxemasi

olish uchun, teshikchaning ayrim nuqtalaridan keluvchi tebranishlarni, ularning fazalarini hisobga olgan holda qo'shish



271-rasm. To'siqdagi teshik-dan o'tgan to'lqinning qay-rilishi (to'lqinlar diffraksiyasi)

kerak bo'ladi. Diffraksiyani keyinchalik mukammalroq tekshiramiz. Teshikcha qancha kichik bo'lsa, nurlarning qayrilishi shuncha kuchli bo'ladi. Agar a teshikchaning o'lchami to'lqin uzunligidan kichik bo'lsa, teshikcha yakka tebranish markazi bo'lib qoladi va Gyuygens printsipini asoslashda ishlatilgan tajribadagi kabi (267-rasm), bu manbadan yarim sferik to'lqin tarqala boshlaydi.

TAYANCH SO'Z VA IBORALAR

To'lqin jarayoni, bo'ylama va ko'ndalang to'lqinlar, elastic to'lqinlar, to'lqin maydoni, to'lqin fronti, sferik to'lqinlar, to'lqin tarqalish tezligi, to'lqin uzunligi, to'lqinning harakat tenglamasi, fazaviy va guruhli tezlik.

Nazorat savollari

1. Tebranma harakatning tarqalishi qanday yuz beradi?
2. Qanday to'lqinlarga ko'ndalang va bo'ylama to'lqinlar deyiladi?
3. Yassi va sferik to'lqinlarni izohlang?
4. To'lqin uzunligi va fazaviy tezlik o'zaro qanday bog'langan?
5. To'lqin son va to'lqin paketi nima?
6. Fazaviy va guruhli tezliklarni tushuntiring?
7. To'lqin tenglamasini izohlang?

Asosiy adabiyotlar

- 1.O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.
- 2.I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
- 3.A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola".2000g.
- 4.T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
- 5.G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Visshaya shkola", 1991 g
- 6.D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
- 7.O'.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.
- 8.Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O'qituvchi»,1992,208 b.

Ma'ruza. Akustika elementlari. Tovush parametrlari: kuchi, balandligi,tembri. Tovush bosimi. Tovush intensivligi.Tovush kuchi (qattiqligi) birliklari: bell va detsibell.Doppler effekti. Ultratovush va uni hosil qilish usullari; pezoeffekt, magnitostriksiya. Ultratovushning qo'llanilishi.

Reja:

1. **Tovush tebranishlari va ularning tarqalishi.**
2. **Tovush to'lqinlarining interferentsiyasi.**
3. **Tovushlarni qabul qilish.**
4. **Tovush manbalari. Ul'tratovushlarni hosil qilish.**

Tovush tebranishlari va ularning tarqalishi. Havoda tebranishlar, har qanday boshqa gazlarda bo'lganidek, bo'ylama to'lqinlar ko'rinishida tarqaladi. Chastotasi 1 sekundda taxminan 20 tebranishdan 20 000 tebranishgacha bo'lgan intervalda yotgan tebranishlar bizning eshitish organimizga — qulog'imizga yetgach, maxsus tovush sezgisini hosil qiladi.

Chastota birligi qilib 1 sekundda bir tebranish yuz beradigan tebranma protsessning chastotasi qabul qilingan; bu chastota birligi nemis fizigi Gertsning ismi bilan gerts (qisqartirilgan belgisi gts) deb ataladi. Masalan, 1 sekundda 2 tebranish yuz beradigan tebranma protsessning chastotasi 2 gts bo'ladi, 1 sekundda 10 tebranish yuz beradigan tebranma protsessning chastotasi esa 10 gts bo'ladi.

Shunday qilib, chastotasi 20 gts dan 20 000 gts gacha intervalda bo'lgan tebranishlarning tovush sezgisini hosil qilish xossasi bordir va shu belgi bo'yicha ularni maxsus gruppaga, tovush tebranishlari yoki akustik tebranishlar gruppasiga ajratish mumkin; bu tebranishlar qisqagina tovush deb ham ataladi.

20 gts bilan 20 000 gts oraligidagi chastotalarga ega bo'lgan tebranma protsesslarni yuqoridagicha ajratib olish kishi eshitish organining faqat mana shunday chastotali tebranishlarnigina qabul qilishdan iborat bo'lgan fiziologik xususiyati bilan bog'liqdir. Fizik nuqtai nazardan esa masalan, 10 gts li yoki 30000 gts li tebranishlar bilan 20 gts li yoki 20000 gts li tebranishlar orasida hech qanday maxsus farq yo'q.

Shuning uchun fizikada, odatda, “tovush tebranishlari” deganda umuman gazlarda, suyuqliklarda va qattiq jismlarda to’lqin protsessi ko’rinishida tarqaluvchi yoki bu jismlarning chekli sohalarida turg’un to’lqinlar hosil qiluvchi elastik tebranishlar tushuniladi. Chastotasi 20000 gts dan oshiq bo’lgan elastik tebranishlarni ul’tratovush deb atash qabul qilingan. Chastotasi 20 gts dan kichik bo’lgan elastik tebranishlar infratovushlar deb ataladi.

Tovush to’lqinlari tarqaladigan asosiy muhit havo bo’lgani uchun, elastik bo’ylama to’lqinlarning gazlarda tarqalish tezligi masalasini tekshiramiz.

Bo’ylama elastik to’lqinlarning tutash muhitda tarqalish tezligining quyidagi ifodasi quyidagicha

$$v = \sqrt{\frac{E}{\rho}},$$

bunda E – muhitning Yung moduli, ρ – uning zichligi. Ta’rif bo’yicha, deformatsiyalanadigan elastik sterjen uchun Yung moduli:

$$E = \frac{\frac{p_n}{\Delta L}}{\frac{L}{L}}$$

bunda p_n — kuchlanish, ya’ni son jihatdan sterjen ko’ndalang kesimining birlik yuziga to’g’ri keladigan kuchga teng bo’lgan kattalik; $\Delta L/L$ – nisbiy uzayish. Gaz ustuni uchun p_n o’rniga gazning siqilishiga sabab bo’layotgan qo’shimcha Δp bosim olinishi kerak. Chiziqli nisbiy deformatsiya $\Delta L/L$ o’rniga hajmning nisbiy deformatsiyasi $\Delta V/V$ olinishi mumkin, chunki biz, gaz ustuni o’zining ko’ndalang kesimini o’zgartirmagani holda o’z uzunligi bo’yicha siqiladi, deb hisoblaymiz. Shunday qilib,

$$E = \frac{\frac{\Delta p}{\Delta V}}{\frac{V}{V}} \quad (2)$$

Bosim va hajm o’zgarishlarini cheksiz kichik deb hisoblab, ularni dp va dV orqali belgilaymiz. Shu bilan birga, bosim ko’payganda (dp musbat bo’lganda), hajmning kamayishini, ya’ni dV manfiy bo’lishligini e’tiborga olishimiz kerak. Shuning uchun (2) formulani quyidagicha yozamiz:

$$E = -\frac{dp}{\frac{dV}{V}}$$

yoki

$$E = -V \frac{dp}{dV}. \quad (2a)$$

Tovush tebranishlari gazning siqili va siyraklashishlarini adiabatik protsesslar deb hisoblash mumkin bo’ladigan darajada tez yuz beradi, shuning uchun gaz holatining o’zgarishi Puasson formulasini qanoatlantiradi:

$$pV^\gamma = const$$

bunda γ – gazning o'zgarmas bosimdagi va o'zgarmas hajmdagi issiqlik sig'irlarining nisbatidir: $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$. Puasson formulasini differentsiallaymiz:

$$V^\gamma dp + \gamma V^{\gamma-1} p dV = 0, \text{ bundan } \frac{dp}{dV} = -\gamma \frac{p}{V}.$$

dp/dV ning bu qiymatini (2a) formulaga qo'yamiz; u holda quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$E = \gamma p;$$

nihoyat, E ning bu qiymatini tovush tebranishlari tezligining (1) ifodasiga qo'yamiz:

$$v = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}} \quad (3)$$

Bu yerdagi ρ zichlik o'rniga uning p bosim, gazning T temperaturasi va molekulyar og'irligi μ orqali quyidagi ifodasini qo'yamiz:

$$\rho = \frac{p\mu}{RT},$$

bunda R – gaz doimiysi; u holda

$$v = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}} \quad (4)$$

ifoda hosil bo'ladi.

Demak, berilgan gazda tovush to'lqinlarining tarqalish tezligi absolyut temperatura T ning kvadratildiziga to'g'ri proporsional va gaz bosimi p ga bog'liq emas.

1 jadval

0°C dagi gazlarda tovush tezligi

Gaz	Tovush tezligi, m/sek larda
Havo.....	331
Kislrod.....	315
Vodorod.....	1263
Karbonat angidrid.....	258

Birday sharoitdagi turli gazlarda tovush tezligi ularning molekulyar og'irliklaridan olingan kvadrat ildizga teskari proporsionaldir.

0°C temperaturadagi ba'zi gazlarda tovush tezligining qiymatlari 1 jadvalda keltirilgan. Vodorodda tovush tezligining katta qiymatga ega bo'lishligiga molekulyar og'irligining kichik bo'lishi sabab bo'ladi.

Tovush to'lqinlarining atmosferada tarqalishida atmosferaning bir jinsli emasligi katta rol o'ynaydi. Tovush tezligi havoning temperaturasi va namlik darajasiga bog'liqdir. Tovush to'lqinlarining tarqalish tezligiga shamol ham ta'sir qiladi. Nihoyat, ikki muhitda ikki xil tezlik bilan tarqalayotgan to'lqinlar bu ikki muhitning

chegarasidan qaytadi. Tovushlarning bulutlardan va tuman chegarasidan qaytishini kuzatish mumkin.

Shamolga qarshi boruvchi tovushlarga qaraganda, shamol yo'nalishida boruvchi tovushlar yaxshiroq eshitilishini hamma biladi. Bu hodisaga shamol tezligining o'zi emas, bu tezlikning gradienti sabab bo'ladi, chunki shamolning tezligi, odatda, tovush tezligidan juda kichik bo'ladi. Shamolning yer yuziga yaqin joylardagi tezligi yuqoriroqdagiga qaraganda kichikroq bo'ladi. Buning natijasida shamolga qarshi boruvchi tovush nurlari yuqoriga qayriladi. Shamolga qarshi boruvchi tovushning yomon eshitilishiga tovush nurlarining kuzatuvchi boshi ustidan o'tib ketishi sabab bo'ladi.

Havo temperaturasining gradienti mavjud bo'lganda ham shunga o'xshash hodisa ro'y beradi. Sovuq havoga qaraganda issiq havoda tovush tezroq tarqaladi. Bundan, agar yer yuzidan uzoqlashgan sari temperatura pasaya boradigan bo'lsa, tovush tezligi balandlik oshgan sari kamaya boradi va tovush nurlari yuqoriga qayriladi, degan xulosa kelib chiqadi. Bu hol issiq quyoshli kun o'rtasida mavjud bo'ladigan temperatura gradientiga mos keladi; bu vaqtda yerning sirti juda qizigan bo'ladi. Bunday sharoitda tovush yaxshi eshitilmaydi. Kechqurun havo ochiq bo'lganda yer juda tez soviydi hamda havoning yerga yaqin qatlamlarini sovitadi. Havoning temperaturasi balandlik bilan osha boradi, buning natijasida tovushning yuqoriga boruvchi nurlari pastga qayriladi. Kechqurunlari tovushning yaxshi eshitilishiga shu narsa sabab bo'ladi.

Nihoyat, kuchli tovushlarning, masalan, portlash vaqtida hosil bo'ladigan tovushlarning uzoq masofalarga tarqalishi vaqtida jimjitlik sohasi deb ataladigan sohalarning vujudga kelishiga atmosferaning bir jinsli emasligi sabab bo'ladi. Portlashning tovushi ancha yaqin masofalarda va, shuningdek, juda uzoq masofalarda (yuzlab kilometrlarda) eshitiladi, ular orasida esa portlashning tovushi eshitilmaydigan soha yotadi.

Tovush tezligining (4) ifodasiga issiqlik sig'implarning nisbati $\gamma = C_p / C_v$ kiradi; bu esa, tovush tezligini o'lchash yo'li bilan, gazlar uchun $\gamma = C_p / C_v$ nisbatning son qiymatini aniqlash imkonini beradi.

Gazda tarqaluvchi tovush to'lqinining yana ba'zi xarakteristikalariga to'xtalamiz. Bo'ylama tovush to'lqini tarqalayotgan muhitning har bir berilgan nuqtasida siqilish va siyraklashishlar bir-birlarini almashtirib turadi. Demak, gazning bosimi boshlang'ich bosimdan goh yuqori, goh undan past bo'ladi. Bosimning normal bosimdan eng katta farqi tovush amplitudasi deb ataladi; bu amplituda odatda barlarda o'lchanadi.

To'lqindagi bu qo'shimcha bosim doim tebranib turgani uchun, uning o'rtacha qiymati nolga teng bo'ladi. Biroq, juda kuchli to'lqinlar uchun siljishning kvadratiga va yanada yuqoriroq darajalariga bog'liq bo'lgan effektlarni e'tiborga olish kerak bo'ladi. Bunday tebranishlar chiziqli bo'lmagan tenglamalar orqali ifodalanadi va shuning uchun chiziqli bo'lmagan tebranishlar deb ataladi. Chiziqli bo'lmagan tebranishlar uchun o'rtacha bosim nolga teng emas. Bunday tovush to'lqini biror to'siqqa urilib undan qaytganda, to'siqqa bosim beradi. Nazariyaning ko'rsatishicha, bu tovush bosimining kattaligi

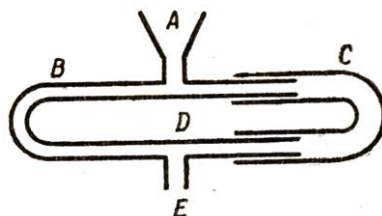
$$p = \frac{1}{2} \bar{\varepsilon}' (\gamma + 1)$$

bo'ladi; bunda $\bar{\varepsilon}'$ — to'siq yonida hosil bo'ladigan turg'un to'liqindagi energiyaning o'rtacha zichligi; γ — issiqlik sig'implarining C_p / C_v nisbati.

Tovush bosimi mashhur rus fizigi P.N.Lebedevning (1866–1912) laboratoriyasida tajriba yo'li bilan o'rganilgan. Lebedev to'liqlarning yutilishi va qaytishi vaqtida ta'sir qiladigan bosim haqidagi umumiy masala bilan shug'ullangan.

Tovush to'liqlarining interferentsiyasi. Tovush to'liqlarida xarakterli interferentsiya hodisalarini ko'rish osondir. Tovush interferentsiyasiga oid eng sodda tajriba sxematik ravishda 287-rasmda tasvirlangan truba yordamida amalga oshiriladi. Tovush manbai trubaga o'rnatilgan A voronka oldiga qo'yiladi. So'ng truba tarmoqlanib, ABD va ACD ikkita tirsakni hosil qiladi. ACD tirsak bir-birining ichiga kiruvchi trubalardan iborat; uni uzaytirish va kalta qilish mumkin. Tovush to'liqlari trubaning E uchiga ikki yo'l bo'yicha: ABD tirsak hamda ACD tirsak bo'yicha keladi. Tirsaklar uzunligi birday bo'lmaganda E nuqtaga turli tirsaklar bo'yicha kelgan to'liqlarning bosib o'tgan yo'llari orasida $r_2 - r_1$ farq bo'ladi. Agar bu farq juft sondagi yarim to'liqlarga teng bo'lsa, ya'ni $r_2 - r_1 = 2k \frac{\lambda}{2}$ bo'lsa (bu yerda k — butun son), tovush E nuqtada, bitta tirsakdan kelganiga qaraganda kuchayadi. Yo'llar orasidagi farq toq sondagi yarim to'liqlarga teng bo'lsa, ya'ni $r_2 - r_1 = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$ bo'lsa, tovush susayadi.

Bu trubadan foydalanib, ma'lum manbadan chiqayotgan tovushning to'liq uzunligini o'lchash mumkin. Buning uchun tovushning bir susayishidan ikkinchi susayishigacha C naycha qanchaga surilganini o'lchash kerak. Tirsak uzunligining o'zgarishi to'liq uzunligi λ ni beradi. Tovush to'liqlarining uzunligini mana shu usulda o'lchash interferentsiya hodisasiga asoslangandir, shuning uchun u interferentsiya usuli deb ataladi. 1-rasmda tasvirlangan truba optikada yorug'lik to'liqlarining uzunligini o'lchash uchun ishlatiladigan interferometrlarning eng sodda xilidir.



1-rasm. Tovush interferentsiyasini kuzatish uchun ishlatiladigan truba

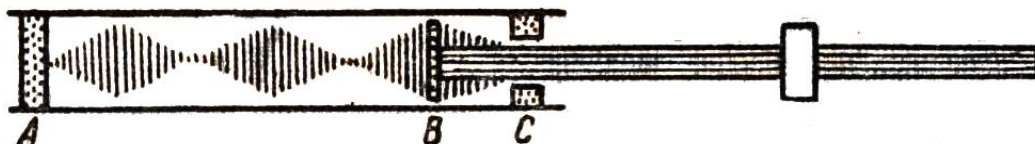
Amalda bunday trubadan foydalanib, faqat o'rta diapazondagi tovush to'liqlarining uzunligini o'lchash mumkin, chunki chetki tovush to'liqlariga juda ham uzun yoki juda ham qisqa to'liqlar to'g'ri keladi. Haqiqatan ham, tovush tezligi $V=331$ m/sek bo'lgan havoda $v=20$ gts chastotali eng sust tovush to'liqlariga $\lambda = \frac{331}{20}$

$m=16,5$ m to'liqin uzunligi to'g'ri keladi; $v=2\cdot 10^4$ gts chastotali eng tez tebranishlarga esa $\lambda=1,65$ sm to'liqin uzunligi to'g'ri keladi. O'rtacha $v=500$ gts chastotaga $\lambda=66,2$ sm to'g'ri keladi.

Agar trubaning A voronkasiga murakkab tozush yuborilsa, yo'llar orasidagi $r_2 - r_1$ ayirmaning ma'lum bir qiymatida shu ayirmaning qiymati qaysi tebranishlar uchun toq sondagi yarim to'liqinlarga: $\lambda/2$, $3\lambda/2$, $5\lambda/2$ va hokazolarga teng bo'lsa, o'sha tebranishlar susayadi. Natijada murakkab tebraniishning bir qator garmonik tashkil etuvchilari tushib qoladi va murakkab tebranishning xarakteri o'zgaradi. Shunday qilib, truba ma'lum chastotali tebranishlarga, nisbatan fil'tr vazifasini bajaradi.

Birday chastotali va birday amplitudali bir-biriga qarama-qarshi tarqaluvchi ikki to'liqinning interferentsiyasi interferentsiyaning xususiy holdir. Bu holda turg'un to'liqinlar hosil bo'lishligi ko'rsatilgan edi. Tovushning devordan qaytishida turg'un to'liqinlarning vujudga kelishini bevosita kuzatish mumkin. Buning uchun ma'lum to'liqin uzunligiga ega bo'lgan tebranishlarni tarqatuvchi manbadan foydalanish kerak; shu bilan birga, bu tebranishlarning to'liqin uzunligi qo'shni do'ngliklar orasidagi masofalar uncha katta bo'lmasligi uchun yetarlicha qisqa bo'lishi kerak. Quloqni devorga yaqinlashtirib va uzoqlashtirib, zichlikning eng keskin o'zgargan joylarida, ya'ni tugunlar hosil bo'lgan joylarda tovushning kuchayishini payqash mumkin.

Kundt turg'un to'liqinlarni kuzatishning juda ham ayoniy usulini taklif qildi. Shisha nayning ikki uchi A va C tiqinlar bilan zich berkitiladi (2-rasm). C tiqidagi teshikdan o'rtasi qisib qo'yilgan metall sterjen o'tkazilgan. Uning uchiga nay ichiga erkin kira oladigan po'kak disk B o'rnatilgan. Agar sterjenni kanifol sepilgan charm bilan ishqalab, unda bo'ylama tebranishlar vujudga keltirsak, unda turg'un to'liqin hosil bo'lib, uning tugunchasi sterjenning qisilgan joyida, do'ngliklari esa uning uchlarida bo'ladi.

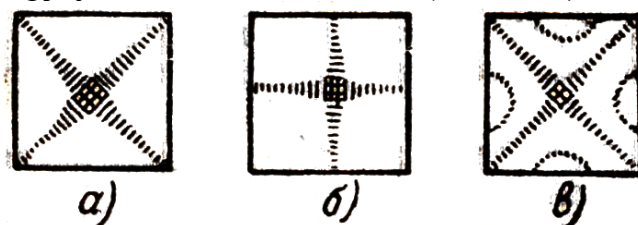


2-rasm. Turg'un to'liqinlarni kuzatish ustida Kundt tajribasi

Po'kak disk B tebrana boshlaydi va nay ichidagi havoni tebrantiradi. Nay bo'yicha oldinga borayotgan to'liqin nayning A uchidan qaytib orqaga ketayotgan to'liqin bilan interferentsiyalashadi. Agar nayning uzunligi bo'yicha butun sondagi yarim to'liqinlar joylasha oladigan bo'lsa, nayda turg'un to'liqin hosil bo'ladi va uning uchlarida siljishlarning tugunlari vujudga keladi. Nay ichiga sepib qo'yilgan po'kak qipidlari to'liqinning do'ngligi hosil bo'lgan joylardan sochilib ketadi, lekin tugunlar hosil bo'lgan joylarda qipidlar saqlanib qoladi. Buning natijasida tugunlar va do'ngliklar hosil bo'lgan joylarni bevosita ko'rish mumkin bo'ladi. Ikki qo'shni tugunlar (yoki do'ngliklar) orasidagi masofani o'lchash nayda hosil qilingan tovush to'liqini uzunligining yarmisini beradi. Demak, Kundt nayi ham tovush to'liqlarining uzunligini o'lchash uchun xizmat qiladi.

Tugunlar va do'ngliklarning hosil bo'lishini tovush chiqaradigan plastinkalarda ham kuzatish mumkin. Bu holda biz tugun chiziqlarning vujudga kelishini ko'ramiz. Kuzatish uchun o'rtasidan mahkamlab qo'yilgan jez plastinka olinadi va unda

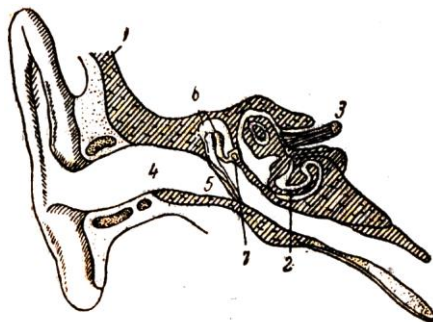
kamoncha yordamida tebranish vujudga keltiriladi. Plastinkaga ozgina qum sepib qo'yiladi. Plastinka tebranganda qum do'ngliklardan o'tilib, tugun chiziqlar bo'yicha to'planadi. Plastinkada murakkab shakllar hosil bo'ladi, bu shakllarga qarab, tebranishning xilini bilib olish mumkin. Ba'zi xususiy hollar uchun bu shakllar 3-rasmda tasvirlangan. Tebranishlarning ko'rinishi kamoncha yordamida qo'zg'atilgan nuqtaga va, shuningdek, plastinkaga tegib turish nuqtasiga bog'liq bo'ladi. Qo'zg'atilgan nuqtada do'nglik hosil bo'ladi, tugun chiziq esa bizning barmog'imiz plastinkaga tegib turgan joyda plastinkaning chetiga keladi. Boshqa chiziqlar plastinkada simmetrik ravishda joylashgan bo'ladi. Agar barmoqni plastinkaning burchagiga tegizib turib, kamonchani plastinkaning biror tomoni o'rtasidan yurgizsak, 3-a rasmda tasvirlangan shakl hosil bo'ladi. Bu holda tugun chiziqlar diagonallar bo'yicha joylashgan. Agar biz, aksincha, plastinkaning yon cheti o'rtasiga barmoqni tegizib turib, plastinka burchagiga yaqin joydan kamonchani yurgizsak, ikkinchi shakl hosil bo'ladi (3-b rasm). Bir vaqtda plastinkaning bir burchagiga va bir tomoni o'rtasiga barmoqlarni tegizib turib, boshqa bir tomoni o'rtasidan kamonchani yurgizsak, tugun chiziqlarning murakkabroq joylashishi hosil bo'ladi (3-v rasm).



3-rasm. Tugun chiziqlari

Tugun chiziqlarning ko'rinishini o'rganish telefon va boshqa akustik asboblardagi membranalar tebranishining xarakterini aniqlashda amaliy ahamiyatga egadir.

Tovushlarni qabul qilish. Kishi tovushlarni o'zining eshitish organi – qulog'i orqali qabul qiladi; quloqning tuzilishi sxematik ravishda 4-rasmda tasvirlangan. Bosh suyagining chakka qismi 1 da maxsus organ – ulitka 2 bor. U suyakdagi kichkinagina kovakdan (hajmi $0,2 \text{ sm}^3$ ga yaqin) iborat bo'lib, uning ichi suyuqlik (limfa) bilan to'lgan bo'ladi. Ulitkaning ichida tolalardan iborat bo'lgan Korti organi joylashgan, bu tolalarga eshitish nervining uchlari 3 kelib ulanadi.



4-rasm. Kishi qulog'ining kesimi

Tolalarning uzunligi va tarangligi turlicha, shu sababli ularga turli rezonans chastotalari to'g'ri keladi. Tovush tebranishlari eshitish kanali 4 orqali quloq pardasi 5 ga borib yetadi, so'ng eshitish suyakchalari sistemasi 6 orqali ulitka kovagiga olib boradigan oval teshikcha 7 ga uzatiladi. Ma'lum chastotali tovush ta'sir qilganda, Korti organining ma'lum tolalari rezonans tebranishga keladi va qo'zg'alishni miyaga uzatadigan nerv uchlaridan o'sha chastotaga mos keladiganini qo'zg'atadi. Murakkab

tovush ta'sir qilganda, bir necha nerv uchlari qo'zg'aladi, shuning natijasida kishi murakkab tovushning tashkil etuvchilarini bir-biridan ajratib qabul qilishi mumkin.

Kishilarda juft eshitish organining mavjudligi tovush to'liqlarining tarqalish yo'nalishini aniqlash imkonini beradi (binaural effekt). Miya markazlarining ikkala quloqqa kelayotgan tebranishlarning fazalari orasidagi farqni hisobga olish qobiliyatiga ega bo'lganligi tufayli, kishi tovush to'liqlarining yo'nalishini seza oladi. Tovush chastotasi juda katta bo'lganda, kishi tovushning yo'nalishini har ikki quloqdagi tovush amplitudalarining farqi natijasida sezishi mumkin. Kishilar tovushni shaxsan qabul qilganlarida, uning uchta xarakteristikasini: 1) tovush yuksakligini, 2) tovush tembrini, 3) tovush qattiqligini farq qiladilar.

Tovushning yuksakligi uning chastotasiga bog'liq: chastota qancha katta bo'lsa, tovush shuncha yuksak bo'ladi.

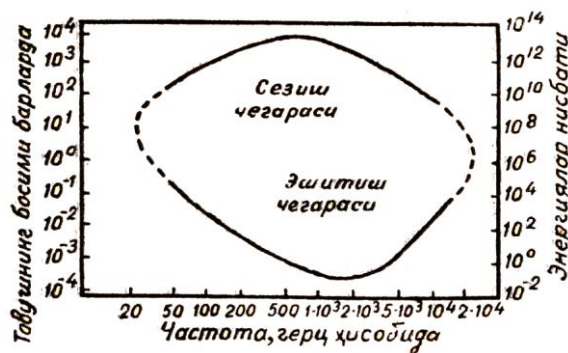
Tovush tembrini tebranishlarning xarakteriga bog'liq: juda kam hollardagina tovush tebranishi sof garmonik tebranishdan iborat bo'ladi, ko'pincha u murakkab xarakterga ega bo'ladi. Bu tebranishning tarkibi tovush tembrini aniqlaydi.

Ob'ektiv qattiqlik yoki boshqacha aytganda, tovush kuchi, tarqalayotgan tovush to'liqlarining yo'nalishiga tik qo'yilgan birlik yuz orqali bu to'liqlarining birlik vaqt ichida olib o'tgan energiya miqdori bilan aniqlanadi.

To'liqlarining birlik vaqt ichida birlik yuz orqali olib o'tadigan energiyasi to'liqlar amplitudasining kvadratiga va chastotasining kvadratiga proporsionaldir. Bunda ma'lum yuksaklikka ega bo'lgan tovushning kuchi amplitudaning kvadratiga proporsional bo'lishligi kelib chiqadi. Biroq tovush kuchining bunday ob'ektiv baholanishi qattiqlikning bevosita sezishga asoslangan sub'ektiv baholanishiga mos kelmaydi. Bunga qulog'imizning turli yuksaklikka ega bo'lgan, ya'ni turli chastotali tovushlarga nisbatan birday sezgir emasligi sabab bo'ladi.

Tovush to'liqlarini tovush sezgisini hosil qilishi uchun, bu tovushning kuchi eshitish chegarasi deb ataladigan minimal kattalikdan ortiq bo'lishi kerak. Kuchi eshitish chegarasidan past bo'lgan tovushni quloq qabul qilmaydi; chunki u tovush sezgisini hosil qilish uchun zaiflik qiladi. Eshitish chegarasi turli chastotalar uchun turlichadir. Kishi qulog'i chastotasi 1000–3000 gts orasida bo'lgan tebranishlarga nisbatan juda sezgirdir; bu oraliq uchun eshitish chegarasi 10^{-8} erg/sm²•sek ga yaqinlashadi. Bu chastotalardan pastroq va balandroq chastotali tebranishlarga nisbatan quloq kamroq sezgirdir. Chastotasi 20 gts dan kichik va 20000 gts dan ortiq bo'lgan tebranishlar har qancha kuchga ega bo'lsada, tovush sifatida qabul qilinmaydi.

Juda katta kuchga ega bo'lgan tebranishlar, ya'ni energiyasi yuz ming erg/sm²•sek chamasida bo'lgan tebranishlar tovush bo'lib eshitilmaydi: ular quloqda bosim sezgisini hosil qiladi, so'ng bu sezgi og'riq sezgisiga aylanadi. Mana shu og'riq sezgisi tovushning kuchi qanday maksimal kuchdan oshganda hosil bo'ladigan bo'lsa, tovush kuchining bu maksimal kattaligi sezish chegarasi yoki og'riq sezish ostonasi deyiladi. Turli chastotalar uchun og'riq sezish chegarasi bir qadar turlicha bo'ladi. Eshitish chegarasi bilan og'riq sezish chegarasi orasida 5-rasmda tasvirlangan eshitish sohasi yotadi.



5-rasm. Eshitish sohasi

Tovushning sub'ektiv qattiqligining miqdorini aniq o'lchash mumkin emas. Lekin shunday bo'lsada, Veber–Fexner psixofizik qonuniga asosan, sezishning intensivligini baholash mumkin. Bu qonunga ko'ra, sezish intensivligining o'zgarishi taqqoslanayotgan sezgilarni vujudga keltiruvchi ko'zg'atgichlar energiyalari nisbatining logarifmiga proporsionaldir. Bu logarifmik qonunga asosan tovush kuchi balandligining shkalasi belgilanadi. Eshitish chegarasidagi tovush kuchi balandligi I_0 ni nol balandlik deb olish tabiiydir. Shartli ravishda, nol balandlik deb $I_0 = 10^{-9} \text{ erg/sm}^2 \cdot \text{sek}$, ya'ni 1000 gts uchun eshitish chegarasidan ozgina pastroqda bo'lgan balandlik qabul qilingan.

U holda, Veber–Fexner qonuniga ko'ra, biror tovushning L qattiqligi shu tovush I kuchining o'sha tovushning eshitish chegarasidagi I_0 kuchiga nisbatining logarifmiga proporsionaldir:

$$L = k \lg \frac{I}{I_0}, \quad (1)$$

bunda k – proporsionallik koeffitsienti. Bu yerdagi L kattalikni odatda tovush kuchining balandligi deb ataydilar. Agar $k=1$ deb olsak, bu bilan biz tovush balandliklarini o'lchash uchun aniq birlik qabul qilgan bo'lamiz; bu birlik bel deb ataladi.

Shunday qilib,

$$L = \lg \frac{I}{I_0} \text{ bel.} \quad (2)$$

Bel lar bilan bir qatorda ulardan 10 marta kichik birliklar ham ishlatiladi; bu kichikroq birliklar detsibel lar deyiladi. Shu ta'rifga ko'ra:

$$L = 10 \cdot \lg \frac{I}{I_0} \text{ detsibel.}$$

Odatdagi tovushlar uchun tovush kuchi balandligining taqribiy qiymatlari keltirilgan 2 jadval tovush qattiqligining xarakteristikasi haqida aniq tasavvur hosil qilish imkonini beradi. Biroq, quloq sezgirligining tovush chastotasiga bog'liqligini nazarda tutish kerak.

2 jadval

Turli tovushlarning balandliklari

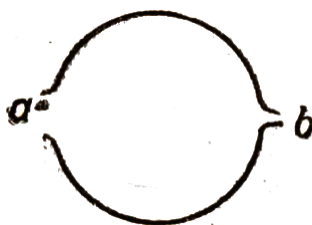
Tovush	Balandlik, detsibel larda	Tovush kuchi $\frac{\text{erg}}{\text{sm}^2 \cdot \text{sek}}$	Bosim amplitudasi, barlarda
--------	---------------------------------	--	-----------------------------------

Sekin shivirlash.....	30	$1 \cdot 10^{-6}$	$6,4 \cdot 10^{-3}$
Qadamlar tovushi.....	40	$1 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-2}$
Kattiq nutq.....	70	$1 \cdot 10^{-2}$	0,4
To'polon ko'chaning shovqini.....	90	1	6,4
Fortissimo orkestr.....	100	$1 \cdot 10^1$	$2,0 \cdot 10$
Aeroplan motori tovushining 3 m masofadan eshitilishi.....	130	$1 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^3$

2 jadvaldan odatdagi tovushlarning energiyalari juda ham kichik bo'lishligi ko'rinib turibdi. Buni yaqqol ko'rsatish uchun quyidagi qiziq misolni keltirish mumkin: agar 2000 kishi $1\frac{1}{2}$ soat davomida to'xtovsiz gapirib tursalar, ular tovushlarning energiyasi bir stakan suvni qaynatishgagina yetar edi.

Tovush tembrini ob'ektiv ravishda xarakterlash uchun, murakkab tovush tebranishini garmonik tashkil etuvchilarga ajratish, ya'ni uning spektrini aniqlash kerak. Bunday ajratishni rezonans hodisasidan foydalanib bajarish mumkin. Agar xususiy tebranishlar chastotasi birday bo'lgan ikkita kamertonni bir-biridan biror uzoqlikda joylashtirib, birida kuchli tebranishlar hosil qilinsa, ikkinchisida ham kuchsizroq tebranishlar hosil bo'ladi. Bunga ishonish uchun birinchi kamertonning tebranishlarini to'satdan, masalan, uni qo'l bilan ushlab, to'xtatish kerak. U vaqtda ikkinchi kamertonning kuchsiz tovushi eshitiladi. Agar ikkinchi kamertonning xususiy tebranish chastotasidan farqli bo'lsa, bu hodisa kuchsizroq namoyon bo'ladi; xususiy tebranish chastotalari orasidagi farq qancha katta bo'lsa, bu hodisa shuncha kuchsiz namoyon bo'ladi. Bu hodisaga birinchi kamertondan chiqqan tovush to'lqinining ikkinchi kamertonga borib tegib, unda majburiy tebranishlar uyg'otishi sabab bo'ladi. Majburiy tebranishlar amplitudasi rezonans vaqtida eng katta qiymatga ega bo'ladi. Ikkinchi kamerton tebranishlarining so'nishi kichik bo'lganda, amalda rezonans har ikki kamertonning xususiy tebranish chastotalari birday bo'lganda vujudga keladi va rezonans hodisasi ancha o'tkir bo'ladi. Rezonansga asoslanib, murakkab tovush tebranishini quyidagicha analiz qilish mumkin: so'nishi kichik bo'lgan va turli xususiy tebranish chastotalari ω_i ga ega bo'lgan juda ko'p kamertonlar olamiz, U holda, murakkab tovush tebranishi, shu murakkab tebranish tarkibida bor tebranishlarning ω_k chastotalariga teng ω_i xususiy tebranish chastotalariga ega bo'lgan kamertonlardagina sezilarli amplitudali majburiy tebranishlar hosil qiladi.

Tovushni analiz qilishda kamertonlar o'rnida xususiy tebranishlar chastotasi ma'lum bo'lgan va so'nishi kichik bo'lgan ixtiyoriy sistemalardan foydalanish mumkin. Tovushlarni birinchi marta analiz qilgan Gel'mgol'ts havoli kovak rezonatorlardan foydalangan. Bunday rezonator yupqa metall sferadan iborat bo'lib, uning ikkita: kattaroq a va kichikroq b teshigi bo'ladi (6-rasmda rezonatorning kesimi berilgan). Tovush tebranishlari rezonator hajmi ichiga asosiy a teshik orqali kiradi. Kichik b teshik esa quloqqa qo'yilib, majburiy tebranishlarning intensivligi bevosita eshitish orqali aniqlanadi.



6-rasm. Havoli kovak rezonator.

Gel'mgol'ts rezonatorlarining xususiy tebranish chastotasi ω_0 , taqriban,

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{d}{V}},$$

bunda d – asosiy a teshikning diametri, V –rezonator kovagining hajmi.

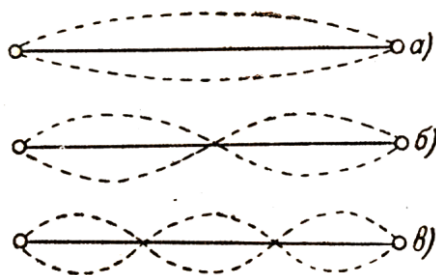
Tekshirilayotgan murakkab tovush tebranishining tarkibiga kirgan biror sodda tonning chastotasi qaysi rezonatorning tebranish chastotasi ω_0 ga yaqin bo'lsa, o'sha rezonatorida eng kuchli tebranishlar vujudga keladi.

Demak, ketma-ket bir necha rezonatorlar orqali “eshitib” va ularda vujudga kelgan majburiy tebranishlarning qattqliklarini taqqoslab, murakkab tovushning spektrini aniqlash mumkin.

Hozirgi zamon texnikasi tovushlarning tarkibini ancha takomillashgan elektroakustik usullar yordami bilan aniqlash imkonini beradi. Ammo bu usullar ham majburiy tebranishlarini kuzatish printsiptiga asoslangandir.

Tovush manbalari. Ul'tratovushlarni hosil qilish. Har qanday tebranuvchi jism uni o'rab olgan muhitda tarqaluvchi elastik to'rlqlarning, ya'ni tovushning manbai bo'lishi mumkin. Radio va ovoqli kinoning (ularda radiokarnaylardan foydalaniladi) rivojlanishida, shuningdek, musiqa asboblarining nazariyasi va texnikasini taraqqiy ettirishda tovush manbalarini o'rganish alohida ahamiyatga egadir. Biroq, bu maxsus masalalarga biz to'xtalmaymiz va faqat ba'zi eng sodda tovush manbalari bilan tanishamiz.

Ikki uchi mahkamlangan l uzunlikdagi torni olaylik. Agar bu tor tebratilsa, unda turg'un to'rlqlar hosil bo'ladi. Mahkamlangan joylarda, ya'ni torning uchlarida turg'un nuqtalari joylashadi; torning o'rtasida do'nglik hosil bo'ladi (7-a rasm).

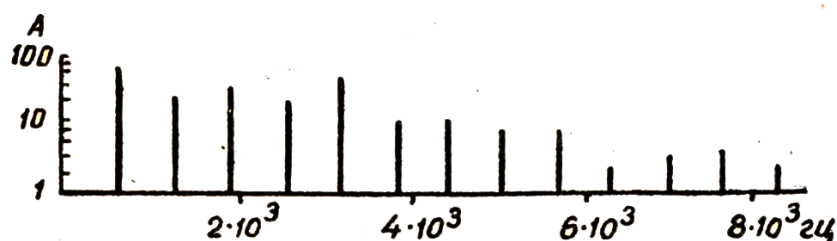


7-rasm. Uchlari mahkamlangan tordagi turg'un to'rlqlar

Bu tebranish ma'lum ω_1 chastotaga ega bo'ladi. Lekin torda bundan tashqari uch tugunli turg'un to'rlqlar hosil bo'lishi ham mumkin: torning uchlarida ikki tugun va torning o'rtasida yana bir tugun (7-b rasm). Bu tebranishning ω_2 chastotasi birinchi tebranishning ω_1 chastotasidan ikki marta katta bo'ladi. Xuddi shuning kabi to'rt tugunli va $\omega_3 = 3\omega_1$ chastotali turg'un to'rlqlar (7-v rasm) va, umuman, $k+2$ tugunli

(torning mahkamlangan uchlaridagi tugunlar ham kiradi) va $\omega_k = (k+1)\omega_1$ chastotali turg'un to'lqinlar hosil bo'lishi mumkin.

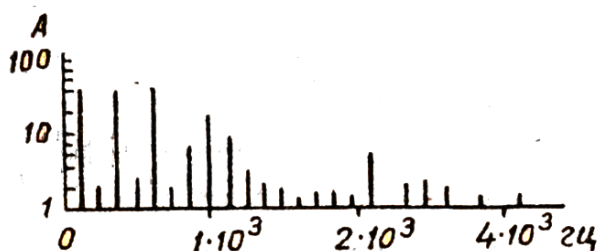
Demak, ma'lum bir tor faqat ω_1 asosiy chastotaga ega bo'lgan tovush tebranishlarinigina tarqatmay, shu torning o'zi yana obertonlar deb ataladigan va chastotalari $\omega_k = (k+1)\omega_1$ bo'lgan tovush to'lqinlarini ham tarqata oladi (bu yerda k – butun son). Umuman aytganda, tor tebranayotgan bir vaqtda bir necha turg'un to'lqinlar vujudga keladi va, shunday qilib, tor asosiy chastota bilan bir qatorda, kuchi asosiy chastota tebranishi kuchidan ancha kichik bo'lgan obertonlarni ham tarqatadi. Bunday gruppning tebranishlar spektri $\omega_1, 2\omega_1, 3\omega_1, \dots$ chastotalarga mos bo'lgan chiziqli spektrlardan iborat bo'ladi.



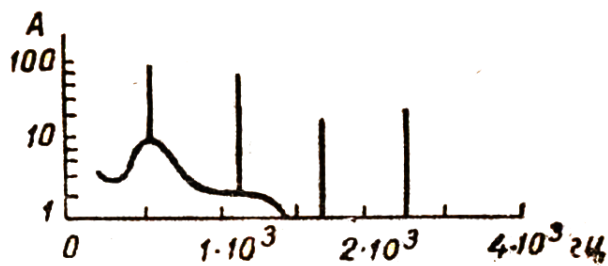
8-rasm. Asosiy toni 640 gts bo'lgan skripkaning akustik spektri

8-rasmda asosiy toni 640 gts bo'lgan skripkaning akustik spektri tasvirlangan. 9-rasmda asosiy toni 64 gts bo'lgan klarnetning spektri, 10-rasmda esa royalning spektri ko'rsatilgan (256 gts); bu rasmda chiziqli spektr bilan bir qatorda tutash spektr sohasi ham borligi ko'rinib turibdi.

Turli shovqinlar faqat tutash akustik spektrgagina ega bo'ladi.



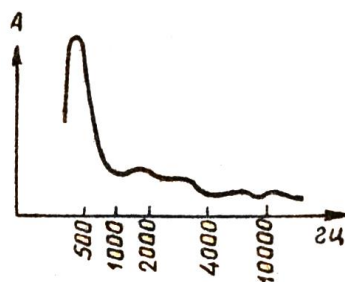
9-rasm. Asosiy toni 64 gts bo'lgan klarnetning akustik spektri.



10-rasm. Asosiy toni 256 gts bo'lgan royalning akustik spektri.

Misol uchun, 11-rasmda bunzen gorelkasi shovqinining spektri keltirilgan.

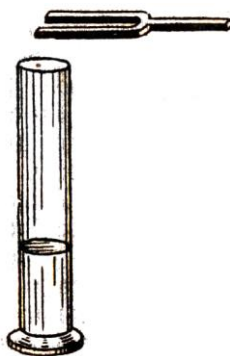
Tovush qattiqligi tovush chiqarayotgan sistema tebranishlarining amplitudasiga bog'liqdir. Biroq, ba'zi hollarda tovush manbai, hatto katta amplitudalarda ham, kuchli tovush bermaydi. Masalan, torni ikki qattiq qisqich orasida tortilsa va chertilsa, faqat kuchsizgina tovush eshitiladi. Shuningdek, kamertonni qo'lda ushlab turib urilsa ham tovush deyarli eshitilmaydi.



11-rasm. Bunzen geyrkas i shovqinining akustik spektri.

Bunga shu ko'rsatilgan hollarda tebranuvchi tor va kamertonning o'z atrofidagi havoda faqat yopiq uyurma oqimlargina hosil qilishi sabab bo'ladi va bu hollarda havoning bo'ylama tovush to'lqinlarini vujudga keltiradigan siqilishlari va siyraklanishlari ro'y bermaydi. Tebranuvchi sistema atrofidagi havo bilan yetarli aloqada bo'lmagani uchun, sistema atrofga juda kuchsiz to'lqinlar tarqatadi. To'lqinlar tarqalishini kuchaytirish uchun uyurmali harakatlarning vujudga kelishini qiyinlashtiradigan sharoit yaratish kerak. Shu maqsadda kamertonlar, ularning tovushi kuchli bo'lishi uchun, yog'och quticha ustiga o'rnatiladi; musiqa asboblari (skripka, violonchella) esa torlar yog'och sirtlarga – dekalarga mahkamlanadi. Torning tebranishlari dekaning katta sirtiga beriladi, ular atrofida esa havoning yopiq oqimlari hosil bo'la olmaydi. Deka atrofida siqilish va siyraklanish to'lqinlari hosil bo'lib, kuchli tovushni vujudga keltiradi. Royalning qopqog'i ham xuddi shu rolni o'ynaydi.

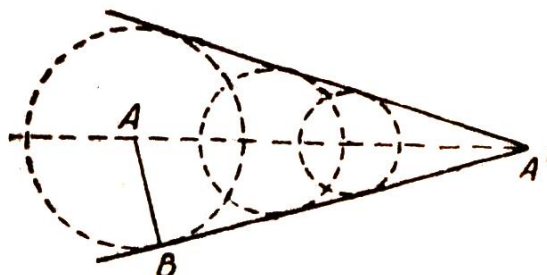
Sistemalar rezonanslanganda tovush qattiqligining ortishiga ham to'lqinlar tarqalishining kuchayishi sabab bo'ladi. Bunday tajriba eng sodda holda quyidagicha bajarilishi mumkin. Tovush chiqaruvchi kamerton (12-rasm) ozgina suvi bor uzun ingichka idish og'zi ustiga joylashtiriladi. Agar asta-sekin idishdagi suv ko'paytirilorsa, ma'lum bir paytda tovushning kuchi ancha ko'tariladi. Bu hodisa quyidagicha tushuntiriladi. Idishdagi suv ustida joylashgan havo ustunining balandligi muayyan bir qiymatga yetganda, havoning tebranishlari bilan kamertonning tebranishlari rezonansga keladi va ularning amplitudasi juda ham kattalashib ketadi. Idishning og'zida goh siqilish, goh siyraklanish navbat bilan hosil bo'lib turadi va ular kamerton atrofida vujudga keladigan uyurmalarini kamertondan ajratadi, natijada tovushning tarqalishi kuchayadi.



12-rasm. Suv ustidagi havo ustunining rezonans hosil qilishi

Nihoyat, berilgan muhitda tovush tezligidan katta tezlik bilan (havoda 330 m/sek dan katta tezlik bilan) harakatlanuvchi jism atrofida vujudga keladigan maxsus tur akustik to'lqinni qarab chiqamiz. Bunday tezlik bilan harakatlanuvchi jism muhitda zarba berish xarakteriga ega bo'lgan va ballistik to'lqin deb ataladigan to'lqinni vujudga

keltiradi. Muhitning siqilishi harakatlanuvchi jismning oldida tarqala olmaydi va hosil bo'lgan to'lqin fronti faqat harakatlanuvchi jismning orqasidagina joylashadi. Jism bosib o'tgan har bir nuqtani shu muhitdagi tovush tezligi bilan tarqaluvchi sferik to'lqinlarning manbai deb qarash mumkin. Bu sferik to'lqinlarning o'rovchisi (13-rasm) konus shaklida bo'ladi.



13-rasm. Ballistic to'lqinning vujudga kelishi

Nuqta t vaqt ichida AA' kesmani bosib o'tsin; shuncha vaqtda tovush to'lqinni A nuqta atrofida $AB=Vt$ kesmaga tarqaladi (bunda V – tovush tezligi). Shunga ko'ra, konusning uchidagi φ burchak

$$\sin \varphi = \frac{AB}{AA'} = \frac{V}{v} \quad (1)$$

nisbatdan aniqlanadi, bunda v – jismning tezligi. Shunday qilib, ballistik to'lqinning fronti konus shaklida bo'lib, bu konusning uchidagi burchak (1) tenglik bilan aniqlanadi. Hosil bo'ladigan to'lqin davriy xarakterga ega emas, lekin u tovush tezligi bilan tarqaluvchi bitta siqilish sohasidan iborat bo'ladi. Bunday to'lqinlarni tovush tezligidan katta tezlik bilan harakatlanuvchi hozirgi zamon artilleriya snaryadlari, reaktiv snaryadlar va samolyotlar vujudga keltiradi. Ular keskin zarb sezgisini hosil qiladi. Bundan tashqari, snaryad sirtining tekissizligidan kelib chiquvchi (chiyillash va vijillash tug'diruvchi) boshqacha tebranishlar ham hosil bo'ladi. Bu tebranishlarning hammasi ham snaryad uchib o'tgandan keyingina sezilishi mumkin, chunki snaryad tovushdan tez harakatlangani uchun, to'lqinning tarqalishidan o'zib ketadi.

Ul'tratovushlarni hosil qilish uchun ko'pincha p'ezoelektrik effektdan foydalaniladi. P'ezoelektrik effekt ba'zi kristallarning elektr maydonida mexanik deformatsiyalanishidan iborat bo'lgan hodisadir. Ul'tratovush tebranishlarini hosil qilish uchun kvarts kristallari (p'ezokvarts) ishlatiladi. Agar kristallografik o'qlarga nisbatan ma'lum yo'nalishda kesib olingan kvarts plastinkasiga metall qoplamalar yordamida o'zgaruvchan elektr kuchlanish berilsa, plastinka tebrana boshlaydi. Agar berilgan elektr kuchlanishning chastotasi plastinkaning o'z mexanik tebranishlar chastotasiga teng bo'lsa (rezonans hodisasi), kvarts plastinkaning tebranishi ayniqsa kuchli bo'ladi. Plastinkaning o'lchamlarini mos ravishda tanlab olish yo'li bilan yuz ming gerts chamasidagi chastotali ul'tratovush tebranishlarini hosil qilish mumkin.

Ul'tratovush to'lqinlarining to'lqin uzunligi kichik bo'lgani tufayli, ular oddiy tovush to'lqinlariga qaraganda, kamroq qayriladi (kamroq diffraksiyalanadi). Bu hol ul'tratovush to'lqinlarining yaxshi yo'naltirilgan dastasini hosil qilishga imkon beradi.

Hozirgi zamonda ul'tratovushlar texnikada keng ishlatiladi chunki, suv ostida ma'lum yo'nalish bo'yicha signallar berish suv ostidagi narsalarni topish va chuqurlikni aniqlash (exolot) maqsadlarida ishlatiladi. Kristallardan ma'lum tarzda kesib olingan birday qalinlikdagi kvarts plastinkalari bir-biriga mozaika ko'rinishida yopishtiriladi va

ikkita qalin po'lat plastinkalar orasiga joylashtiriladi. Po'lat plastinkalarga o'zgaruvchan elektr kuchlanish berilsa, bu sistema ul'tratovushning kuchli manbai bo'lib qoladi.

Exolotning tuzilish printsiipi quyidagicha: ul'tratovush manбайдan suvda vertikal yo'nalishda pastga qarab tovush nuri yuboriladi. Bu nur suv tubiga yetgach, undan aks etib, qaytib chiqadi. Tovushning suvda tarqalish tezligini bilib, ul'tratovush signali berilgandan u qaytguncha (exo – aksi sado sezilguncha) o'tgan vaqt orqali chuqurlikni hisoblash qiyin emas.

Aksi sadoni (exoni) qabul qilish ham p'ezokvarts yordamida bajariladi. Tovush tebranishlari p'ezokvartsga yetib kelgach, unda elastik tebranishlar qo'zg'atadi. Buning natijasida kvartsning qarama-qarshi sirtlarida elektr zaryadlari hosil bo'ladi va ular tegishli elektr apparatlari yordamida seznlishi mumkin.

Ul'tratovush to'liqlari suv ostida signal berish uchun yaroqli, chunki ular suvda tarqalganda sezilarli darajada yutilmaydi, havoda esa ular juda tez so'nadi, shuning uchun ular havo orqali signal berish uchun yaroqli emas.

Hozirgi zamon texnikasida ul'tratovushlarning turli-tuman tatbiqlari bordir. Ul'tratovushlardan metall buyumlardagi defektlarni topishda (ul'tratovush defektoskopiyasi), yoriqlarni, qalinliklarni o'lchashda va boshqalarda foydalanadi. Ul'tratovushlarning ba'zi tatbiqlari kuchli ul'tratovushlarning o'zi tarqalayotgan muhitga beradigan mexanik ta'siriga asoslangandir. Chunonchi, ul'tratovushlar yordamida metall sirtlarni va boshqa sirtlarni ishlash mumkin, teshiklar teshish mumkin, detallarni tozalash mumkin va hokazo. Ul'tratovushlar ko'pgina fizik-ximik protsesslarga va ximiyaviy reaksiyalarning borishiga ta'sir qiladi.

TAYANCH SO'Z VA IBORALAR

Akustika, tovush to'liqlari, tovush tebranishlari, to'liq interferensiyasi, dopler effekti, balandlik, shovqin, tembr, chastota, turg'un to'liq, Kundt tajribasi..

Nazorat savollari

1. Turg'un to'liq nima?
2. Eshitish sohasi qancha?
3. Kundt tajribasi qanday?
4. Tovush manbaalari nimalar?
5. Tovush to'liqlarining interferentsiyasi.

Asosiy adabiyotlar

- 1.O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.
- 2.I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
- 3.A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola".2000g.
- 4.T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
- 5.G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Visshaya shkola", 1991 g
- 6.D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
- 7.O'.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.
- 8.Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O'qituvchi»,1992,208 b.

Mundarija

Kirish. Mexanika fani predmeti. Fazo, vaqt va sanoq sistemalari to'g'risida tushuncha.....	5
To'g'ri chiziqli harakat. To'g'ri chiziqli tekis harakat. To'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakat.	9
Egri chiziqli harakat. Aylanma harakat. Qattiq jism kinematikasi. Burchak tezlik va burchak tezlanish vektorlari.....	22
Yuqoriga tik otilgan jism harakati. Gorizonttal va gorizontga qiya otilgan jism harakati va ularning harakat tenglamalari.	26
Dinamika. Kuch va uzaro ta'sir. N'yuton qonunlari. Erkin bo'lmagan harakat.	33
Impuls. Kuch va jism impulsi. O'zgaruvchan massali jism harakati. Meshcherskiy tenglamasini keltirib chiqarish.	40
Ish va energiya. Kinetik va potensial energiya.	44
Impul's va energiyani saqlanish qonunlari. To'liq elastik va noelastik urilish.	52
Ishqalanish. Ishqalanish kuchlari. Dumalanish va sirpanish ishqalanish.	60
Noinersial sistemada jismning xarakati. Aylanma harkat qilayotgan sistemada jismga ta'sir etuvchi inersiya kuchlari. Kariolis tezlanishi va kuchi. Fuko mayatnigi. Ber qonuni.	62
Qattiq jismning ilgarilanma va aylanma harakati. Jismning qo'zg'almas o'q atrofida aylanma harakat qonuni va uning tenglamasi.	71
Qo'zg'almas o'qqa ega bo'lgan jismning va jismlar sistemasini muvozanat shartlari.	77
Impuls momenti. Og'irlik va inersiya markazlari uni aniqlash usullari. Qattiq jism inersiya markazining harakat qonuni. Shteyner teoremasining tadbiqui.	79
Qattiq jism harakati uchun dinamikaning asosiy qonunlari. Aylanma va ilgarilanma harakat qilayotgan jismning kinetik energiyasi.	91
Tortishishning potensial energiyasi. Koinot mehanikasining asosiy qonunlari va uning isbotlari. Yer yo'ldoshi va kosmik apparatlarning harakati. I,ii,iii-kosmik tezliklar. .96	
Deformasiya. Deformasiya turlari. Plastik deformasiya.elastik jismlar. Guk qonuni. Elastik deformasiya (cho'zilish va siqilish). Deformasiya formulasi va grafigi. Deformasiya energiyasi va energiya zichligi. Mustahkamlik chegarasi va mustahkamlik zapasi.	97
Moddaning agregat holatlari. Suyuqlikning stasionar oqishi. Ideal suyuqlik zarrasi uchun dinamikaning asosiy qonuni. Bernulli tenglamasi.	101
Ishqalanish kuchlari. Qovushqoq ishkalanish. Suyuqlik yoki gaz oqimining jismga ta'siri. Reynolds soni. Torrichelli formulasi. Magnus effekti. Ko'tarish kuchi.	106
Davriy jarayonlar. Garmonik tebranma harakat, uning parametrlari. Amplituda, chastota, tebranishlar davri tushunchalari. Matematik mayatnik va uning kinematikasi, dinamikasi. Matematik mayatnik qonunlari. Fizik mayatniklar, turlari, ularning harakat tenglamalari. Prujinali mayatnik , uning harakat tenglamasi, tebranish qonuniyatlari. Xususiy tebranishlarda energiyaning o'zgarishi va uning grafigi.	112

So'nuvchan tebranma harakat. So'nish dekrementi. Majburiy tebranishlar va uning harakat tenglamasi. Rezonans. Tebranishlarni qo'shish. Bienie(titrash). O'zaro perpendikulyar tebranishlarni qo'shish. Lissaju shakllari.	123
To'lqin tushunchasi. Ko'ndalang va bo'ylama to'lqinlar. To'lqin sirti va fronti. Torning tebranishi. YAssi sinusoidal to'lqin. To'lqin harakat energiyasi. To'lqin energiyasi oqimi.Umov vektori. To'lqin intensivligi. To'lqin interferensiyasi. Turg'un to'lqin. Tovush va uning tabiati.	140
Akustika elementlari. Tovush parametrlari: kuchi, balandligi,tembri. Tovush bosimi. Tovush intensivligi.Tovush kuchi (qattiqligi) birliklari: bell va detsibell.Doppler effekti. Ultratovush va uni hosil qilish usullari; pezoefekt, magnitostriksiya. Ultratovushning qo'llanilishi.	148