

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

**AJINIYOZ nomidagi NUKUS DAVLAT
PEDAGOGIKA INSTITUTI**

B.Yavidov, M.Ollomberganova

**MAXSUS NISBIYLIK
NAZARIYASI ELEMENTLARI**

(o‘quv-uslubiy qo‘llanma)

NUKUS-2020

Tuzuvchilar: B.Yavidov, M.Ollomberganova.

O'quv-uslubiy qo'llanmada maxsus nisbiylik nazariyasi elementlari bayon etilgan. Bayon etish qisqacha tarixiy muammo, efir muammosidan boshlangan. Galiley nisbiylik prinsipi va almashtirishlari haqida qisqacha to'xtalib, Eynshteyn postulatlarini va ular asosida Lorens almashtirishlari keltirilib chiqarilgan. Lorens almashtirishlaridan kelib chiquvchi oqibatlar (bir vaqtilik, uzunlikning nisbiyligi va vaqtning sekinlashishi) tushuntirilgan. Relyativistik impuls va relyativistik energiya formulalari keltirilib chiqariladi.

MAS'UL MUHARRIR:

A.Kamalov – Ajiniyoz nomidagi Nukus davlat pedagogika instituti “Fizika o‘qitish metodikasi” kafedrasini mudiri, dotsent, fizika-matematika fanlari doktori.

TAQRIZCHILAR:

- 1. K.Turdanov*** – Ajiniyoz nomidagi Nukus Davlat pedagogika instituti “Fizika o‘qitish metodikasi” kafedrasini dotsenti, fizika-matematika fanlari nomzodi.
- 2. A.Uteniyanova*** – Ajiniyoz nomidagi Nukus Davlat pedagogika instituti “Fizika o‘qitish metodikasi” kafedrasini katta-o‘qituvchisi, fizika-matematika fanlari nomzodi.

O'quv-uslubiy qo'llanma Ajiniyoz nomidagi Nukus davlat pedagogika institutining Ilmiy-uslubiy Kengashining qarori (31-oktyabr 2019-yilgi № 4) bilan nashr qilishga tavsiya etilgan.

I. KIRISH

Mexanika fani asrlar davomida rivojlanib, o'zining amaliy tadbig'i bilan doim fizik olimlar va muhandislar nazarida bo'lgan. Mexanik harakatlar makon-zamon tekisligida ya'ni fazoda vaqt davomiyligida sodir bo'lgani uchun ham mexanika qonunlari fazo-vaqt ning fundamental xossalari bilan chambarchas bog'liq ekanligi qadimdan anglab yetilgan.

Nyuton mexanikasi yoki klassik (mumtoz) mexanika qonunlari fazoning nisbiyligi va vaqtning absolyutligi kabi xossalar va shu xossalarni o'zida mujassamlashtirgan Galiley almashtirishlari va tamoyillari bilan keng ilmiy ommaga ma'lum. Galiley tamoyillari XIX asrning oxirlarigacha hech qanday shubhasiz qo'llanilib kelingan. Ammo, fizika fanining elektrodinamika va optika bo'limlarining rivojlanishi asrlar davomida shakllanib, ilmiy "aksioma"ga aylangan Galiley almashtirishlarining to'g'riligiga va shu bilan birga bizning makon-zamon (fazo-vaqt) haqidagi tasavvurlarimizning naqadar to'g'ri ekanligiga shubha uyg'otdi. Bu borada, ayniqsa, yorug'lik tabiati haqidagi bahs-munozaralarning yakuniy xulosasi fizika fanida, yangi va serqirra bo'limning u ham bo'lsa, katta tezliklar mexanikasi bo'limining yaratilishiga olib keldi. Odatda katta tezliklar mexanikasi ilmiy jamoa orasida *relyativistik mexanika* deb yuritiladi. Relyativistik mexanika yaratilishida buyuk fizik olim Albert Eynshteynning ilmiy mehnati katta ahamiyat kasb etadi. Hatto A.Eynshteynni relyativistik fizikasi muallifi deb atash mumkin. Relyativistik fizikasining eng dastlabki qismlaridan biri bu – maxsus nisbiylik nazariyasi hisoblanadi. Maxsus nisbiylik nazariyasi Eynshteynning ikki postulati asosida quriladi. Postulatlar negizida Lorens almashtirishlari keltirilib chiqariladi. Lorens almashtirishlaridan kelib chiquvchi oqibatlar bizning makon-zamon haqidagi tasavvurlarimizni yanada boyitadi. Fazo ham, vaqt ham har doim nisbiy ekanligi anglanadi. Tabiatda mavjud eng katta tezlik bu yorug'likning vakuumdagi tarqalish tezligi ekanligi anglanadi. Asrlar davomida qo'llanilib kelingan Galiley almashtirishlari Lorens almashtirishlarining xususiy holi ekanligi ma'lum bo'ladi. Massa, tezlik, impuls va energiya orasida yangi munosabatlar o'rta qadadi. Ushbu o'quv-uslubiy qo'llanmada maxsus nisbiylik nazariyasi elementlari haqida atroflicha ma'lumotlar beriladi.

Qo'llanmada quyidagi qisqartmalar ishlatilgan:

SS – sanoq sistema

ISS – inersial sanoq sistema

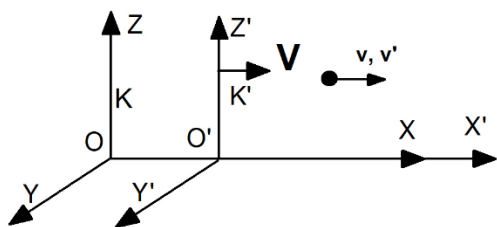
GNP – Galiley nisbiylik printsipi

II. KATTA TEZLIKLAR MEXANIKASI

II.1 Tarixiy ma'lumotlar

Fizikaning barcha qonunlari biror sanoq sistema (SS) sig'a nisbatan talaffuz etiladi va yoziladi. Mexanika negizini Nyuton qonunlari tashkil etadi va bu tenglamalar barcha inertsial sanoq sistema (ISS) larida bir xil ko'rinishga ega. Bunga sabab ISS lari ekvivalentdir. Shu sabab Nyuton absolyut fazo tushunchasini kiritgan va bu fazoga nisbatan barcha ISS lar harakatlanadi deb qaragan. Mexanik hodisalarni kuzatish oqibatida ISS lar orasidan absolyut sistema ajratilib olishning iloji yo'q. Bu qoida klassik mexanikaning *nisbiylik printsipli* deb hisoblanadi. 1-rasmda ko'rsatilgandek harakatlanuvchi ikki ISS larida koordinatalar quyidagi munosabat orqali bog'langan:

$$x' = x - Vt, y' = y, z' = z, t' = t \quad (1)$$



Bu koordinatalar almashtiruvchi ***Galiley nisbiylik tamoyili (printsipi)*** deb ham yuritiladi. Mexanika tenglamalariga nisatan invariantdir. Gravitatsiya va optika fanlarining rivojlanishi XVIII asrga kelib

1-rasm. Nisbiy harakatda bo'lgan ISS lar.

fiziklar oldiga yechilishi lozim bo'lgan fundamental savolni o'rtaga tashladi. Bu savol "Gravitatsion ta'sir qanday uzatiladi?" va "Yorug'lik qanday tarqaladi?" degan edi. Optik, elektr va magnit hodisalarni o'rganish XIX asr o'rtalaridan jadallashdi.

Pioner tadqiqotchilardan biri, amerikalik diplomat va fizik, Benjamin Franklin (1706-1790) fikricha, tabiatda materiyaning barcha sohalariga qarshiliksiz kirib boruvchi elektrlangan suyuqlik mavjud. Leonard Eyler (1707-1783) fikriga ko'ra B. Franklin nazarda tutayotgan elektr suyuqligi efir bo'lib hamma elektr va yorug'lik hodisalarni efir muvozanatining buzulishi deb qaralishi lozim. Efir muvozanati buzulishi uning moddalar bo'shliqlari orasidan siqib chiqarilganda yoki ular orasiga kiritilganda sodir bo'ladi. Efirdagi yorug'likni havodagi tovush misoli qaralishi kerak deb hisoblashgan. Bundan elektr va optik hodisalar efirning deformatsiyasi natijasida namoyon bo'ladi degan xulosa kelib chiqqan. Mashhur matematik va mexanik olim L. Eylerning fikricha barcha atomlar ozgina xususiy moddiy materiyyasidan tashkil topgan. Ular orasi esa boshqa nozik materiya turi bilan to'ldirilgan. Efir to'g'risidagi ta'limotni hatto rus olimi M.V. Lomonosov (1711-1765) ham qo'llab quvvatlagan. Uning fikricha efir zarralarining aylanma harakati issiqlik o'tkazuvchanlik hodisalariga, tebranma harakati

esa yorug'lik hodisalariga sababchidir. XIX asr fiziklarining efir ta'limotiga bo'lgan ishonchi shu qadar yuqori ediki, hatto rus kimyogari D.I.Mendeleyev (1834-1907) o'zining kashf etgan elementlar davriy sistemasi jadvalida efir elementi - "nuytoniy" uchun joy ajratgan. XIX asrning ikkinchi yarmida fizikaning rivojlanishi efirning xossalarini yanada mukammal o'rganish va efir tushunchasiga aniqliklar kiritish ehtiyojini yaratdi. Avvalambor efirning qaysi deformatsiyasi (siljish, qisilish, burama) optik hodisalar sababchisi degan savolga javob topish kerak bo'ldi. Agar efir xossalari gaz xossalariga o'xshash bo'lsa, unda faqat bo'ylama to'lqin tarqalishi mumkin. Ammo, bu davrga kelib Frenel va Arago tajribalaridan yorug'lik ko'ndalang to'lqin ekanligi isbotlangan edi. Shu bois, efir xossalariga ko'ra tarang muhit bo'lsa kerak degan fikr olimlar orasida hukmron edi. Faqat shundagina efrida ko'ndalang va bo'ylama to'lqinlar tarqalishi mumkin edi. Tarang muhitda ko'ndalang to'lqin tarqalish tezligi $c = \sqrt{N / \rho}$, N - siljish moduli va ρ - muhit zichligi. Efirning qattiq jismlar harakatiga qarshilik ko'rsatmasligini inobatga olib $\rho \ll 1$ va oqibatda c juda katta ekanligini tushuntirish uchun $N \gg 1$ deb qabul qilish lozim bo'ldi. Yorug'likning tarqalish tezligi turli muhitda turlicha bo'lishini tushuntirish uchun efirning xossasi muhitdan muhitga o'zgaradi deb ham hisoblangan. Anizotrop muhitlarda bundanda murakkab va g'aroyib farazlar tuzishga va shunday qilib kuzatilayotgan tajribalarni tushuntirishga harakat etilgan. Bundan tashqari yorug'lik to'lqinida bo'ylama tebranishning yo'qligi efirga boshqa qo'shimcha xossalar berishga to'g'ri kelardi. Ammo, bu hali hammasi emas edi. Olimlarni "Jismlar harakatlenganda efir jism harakati bilan birga harakat etadimi, yo tinch qoladimi?" degan savol qiziqtirardi. Agar efir tinch turadigan bo'lsa, efirning yerga nisbatan shamoli tezligini aniqlab imtiyozli SSsini topishimiz mumkin va unga nisbatan boshqa jismlar harakatini o'rganishimiz mumkin. Bu masalaga doir olimlar orasida ikki xil ko'z qarash mavjud edi va shularga asoslangan ikki nazariya taklif etildi:

1. **Genrix Gerts (1857-1894) nazariyasi.** Bu nazariyaga ko'ra efir jism bilan birga harakatlanadi. Lekin nazariya xulosasi Arman Ipolit Fizo (1819-1896) tajribasiga (1851-y.) mos kelmasdi. Tajribani tushuntira olmasdi. Abberratsiya hodisasi ham Gerts nazariyasiga mutlaqo zid edi.
2. **G.Lorens (1853-1928) nazariyasida** efir jismlar harakatida ishtirok etmaydi va tinch turadi. Efirni absolyut tinch sistema deb qarash mumkin. Elektromagnit va optik hodisalarning qanday tarzda ro'y berishi muhitning efirga nisbatan tezligiga bog'liq. Jismlarning efir ichida harakatlanishi "efir shamoli" ni keltirib chiqarishi lozim va shu "shamol" 1881, 1886-1887, 1929-yillari A.Maykelson (1852-1931)

tomonidan tajribada qayd etishga urinib ko‘rildi. Tajribalar "efir shamoli"ning yo‘q ekanligini ko‘rsatdi.

Demak, Fizo tajribasi va abberratsiya hodisasi efirning jism bilan birga harakatlanishini inkor etsa, Maykelson tajribalari uning tinch turishi ham mumkin emasligini ko‘rsatdi. Bu qarama-qarshiliklarni yechishning birdan bir yo‘li efir tushunchasidan voz kechish edi!

Efir tushunchasini saqlab qolishga ko‘p urinishlar bo‘ldi. Shvetsariyalik fizik Valter Rits (1878-1909) 1908-yili yorug‘lik tezligini aniqlashning ballistik usulini taklif etti (ballistik faraz). Bu faraz negizida Maykelson tajribasini tushuntirish mumkin bo‘lsada, boshqa bir fakt, u ham bo‘lsa qo‘shaloq yulduzlarga oid kuzatishga sira mos kelmasdi. Shu sababli bu faraz va u asosida yaratilgan nazariyaning umri qisqa bo‘ldi.

Bir-biridan mustaqil ravishda irland fizigi Jorj Fisdjerald (1851-1901) va niderland fizigi Xendrik Lorens (1853-1928) jismlar efirga nisbatan v tezlik bilan harakatlanganda tezlik yo‘nalishida bo‘lgan uzunligi $\sqrt{1 - v^2 / c^2}$ marta qisqaradi degan fikr taklif ettilar (kontraktsion faraz). Shunga qaramasdan g‘aroyib, ammo, keyinchalik nisbiylik nazariya ruhiyatiga mos keluvchi muhim natijalar ham qo‘lga kiritildi. Masalan, ingliz fizigi Jozef Larmor (1857-1942) "Efir va materiya" nomli kitobida (1898-yili chop etilgan) v tezlik bilan harakatlanuvchi muhitda to‘lqin tarqalishini o‘rganib unda Eynshteynning tezliklarni qo‘shish formulalari bilan mos keluvchi "to‘lqinning efirdagi absolyut tezligi" formulasini keltiradi. Yana bir ingliz fizigi Jozef Tomson (1856-1940) ancha oldin ya‘ni 1881-yili v tezlik bilan harakatlanuvchi zaryadlangan zarraning massasi tinch holatdagi massasi m_0 dan katta bo‘lishini va

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

formulani topgan edi. Aynan o‘sha paytda J.Tomson energiya va massani o‘zaro bog‘lovchi

$$E = \frac{3}{4} mc^2 \quad (3)$$

formulasini topgan edi. 1901-yili olmon fizigi Valter Kaufman (1871-1947) yaqinda kashf etilgan zarra elektronning massasi tezlikka (2) formula orqali bog‘liq ekanligini ko‘rsatib berdi. Ana o‘sha paytda shu vaqtgacha klassik fizikaning asosiy ta’limotlaridan biri modda massasining barcha SSlarda doimiyligiga darz ketti. 1904-yili bo‘lib o‘tgan ilmiy anjumanda fransuz fizigi Anre Puankare (1854-1912) tabiatda yorug‘lik tezligidan katta tezlik bo‘lishi mumkin emas degan bayonot bilan chiqdi. Puankare fikricha laboratoriyada o‘tkazilgan tajribalar shu laboratoriya bilan bog‘liq SSsining tekis va to‘g‘ri chiziqli harakatlanishini ko‘rsatib bera olmaydi. Ya‘ni absolyut harakatni

ayta olmaymiz. Puankare ilmiy qo'lyozmalarida Lorens almashtirishlari, tezliklarni qo'shish formulalari va fazo va vaqt koordinatalarni o'zaro bog'lovchi formulalar topilgan. Ammo, nisbiylik nazariyasi asoschisi va yaratuvchisi Albert Eynshteyn (1879-1955) deb tan olingan. Nisbiylik nazariyasini yaratishda kimning ulushi ko'p? Bu haqda bahslar hali ham davom etayotir. Shunisi aniqki, A.Eynshteyn nazariyani to'liqligicha ya'ni yakuniy variantda ilmiy jamoaga taklif etgan va shu sabab uning asoschisi deya tan olinadi.

Quyida biz yuqorida bayon etilgan hodisalarni navbatma-navbat batafsil ko'rib chiqamiz.

II.2 Galiley nisbiylik printsiplari

Zarra harakatini bir-biriga nisbatan $\vec{V}$ tezlik bilan harakatlanuvchi ikki K va K' sanoq sistemalarida ko'rib chiqamiz (1-rasm). Koordinatalar sistema o'qlarini suratda tasvirlangandek qilib olamiz. Harakat va vaqt hisobi boshlanishidan oldin sanoq sistemalar boshi O va O' ustma-ust tushgan bo'lsin. Nyuton mexanikasida vaqt barcha inertsional sanoq sistema (ISS) larda bir xil kechadi va teng : $t=t'$. Shu sabab Galiley nisbiylik printsiplari ifodalovchi formulalar

$$\begin{aligned}x &= x' + Vt \\y &= y' \\z &= z' \\t &= t'\end{aligned}\tag{4}$$

shaklida yoziladi. Bu formulalar biror koordinatalar sistemasidan boshqa koordinatalar sistemasiga o'tishga imkon beradi. (4) formulalar Galiley almashtirishlari deb ham ataladi. (4) formuladagi birinchi tenglamadan vaqt bo'yicha hosila olib

$$v_x = v'_x + V\tag{5}$$

formulani topamiz. Umumiy holda (5) formulani

$$\vec{v}_x = \vec{v}'_x + \vec{V}\tag{6}$$

deb yozish va uni biror sanoq sistema (SS) sidan boshqa SS ga o'tishda tezliklarning almashtirilishi formulasi deb qarash mumkin. Almashtirishni quyidagicha talaffuz etish kerak: zarraning K SS dagi tezligi $\vec{v}$ zarraning K' SS dagi tezligi $\vec{v}'$ va SS larning nisbiy harakati tezligi $\vec{V}$ lar yig'indisidan iborat. (3) formuladan ham hosila olib

$$\vec{a} = \vec{a}'\tag{7}$$

ni topamiz. Demak, moddiy nuqtaning tezlanishi ikkala SS sida ham bir xil ekan. Shu sababli ham K va K' SS larida moddiy nuqtaga ta'sir etuvchi kuchlar ham teng bo'ladi: $\vec{F} = \vec{F}'$. Natijada, ikkala SS sida moddiy nuqta massasi teng degan xulosa kelib chiqadi. Agar $m\vec{a} = \vec{F}$ tenglik K SS sida

bajarilsa, $m\vec{a}' = \vec{F}'$ tenglik K' SS sida ham bajarilishi kelib chiqadi. Ya'ni K va K' SS lar ekvivalentdir. Xulosa: *Mexanika qonunlari barcha ISS larida bir xilda talaffuz etiladi va bajariladi*. Yuqoridagi xulosa Galileyning nisbiylik prinsipi (GNP) deb ataladi. Barch SS larda bir xil qiymatga ega bo'lgan kattalik *invariant* deyiladi (lotin tilida "invariantis" - o'zgarmas ma'noni anglatadi). GNP Nyuton mexanikasining oqibatidir. Nyuton mexanikasida fazo va vaqt absolyut deb qaraladi. Nyuton mexanikasida invariantlarga jism massasini va elektr zaryad miqdorini misol etib keltirish mumkin. Agar moddiy nuqta harakatini ifodalovchi tenglama qaralayotgan SS dan boshqa SS ga biror almashtirish yordamida o'tilishida o'z ko'rinishi o'zgartirmasa, bunday tenglama ushbu almashtirish amaliga nisbatan invariant deb ataladi. Bunda, harakat tenglamasida qatnashuvchi miqdorlar alohida o'zgarishi mumkin, ammo ularni bog'lovchi munosabat o'zgarmaydi. Misol uchun jism ustidan bajarilgan ish va uning kinetik energiyasining orttirmasi har xil ISS larda har xil qiymat qabul qilishiga qaramay, ular orasidagi munosabat $\Delta E_k = A$ barcha ISS larda bir xil. Invariant tushunchasi yordamida GNP quyidagicha talaffuz etish mumkin: *mexanika tenglamalari Galiley almashtirishiga nisbatan invariantdir*.

II.3 Maxsus nisbiylik nazariyasi postulatları

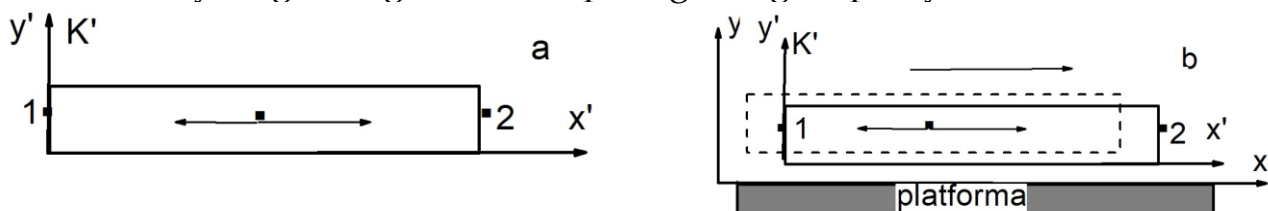
1905-yil A.Eynshteyn Olmoniya fizika jamiyatining "Annalen der Physik" nomli ilmiy jurnalida "Harakatlanuvchi jismlar elektrodinamikasi haqida" nomli maqola chop etti. Bu maqolada gravitatsion ta'sirlashuv juda zaif bo'lgan hollarda fazo va vaqtning xususiyatlari yangi ta'limotlar asosida qaytadan ko'rib chiqilgan edi. Ta'limotning negizini ikki postulat tashkil etdi. Birinchi postulat *Eynshteynning nisbiylik prinsipi* (ENP) bo'lsa, ikkinchisi bu *yorug'lik tezligining doimiyligi prinsipidir*.

1. Nisbiylik prinsipi. Tabiat qonunlari barcha ISS lar uchun bir xil talaffuz etiladi.

2. Yorug'lik tezligi doimiyligi prinsipi. Yorug'lik tezligi manba tezligiga bog'liq emas va barcha ISS larida bir qiymatga ega.

Birinchi postulat bilan Eynshteyn Galileyning mexanikaga oid nisbiylik printsipini hamma fizikaviy hodisalarga kengaytirdi (umumiylashtirdi). Shu bilan birga u Galiley almashtirish formulalari (1) faqat kichik tezliklar sohasida qoniqarli ishlashi, u Lorens almashtirish formulalarining xususiy holi ekanligini va katta tezliklarda Lorens almashtirish formulalari ishlatilishi kerakligini ko'rsatib berdi. Natijada ENP ni quyidagicha talaffuz etish mumkin: *Tabiat hodisalarini ifodalovchi tenglamalar Lorens almashtirishiga nisbatan invariantdir*. Eynshteynning ikkinchi postulatining to'g'riligi amerikalik fizik A.A.Maykelson (1852-1931) ning 1887-yili Morli bilan birga

o'tkazgan tajribasida o'z tasdig'ini topdi. Maykelson tajribasida yorug'likning Yerning orbital harakati yo'nalishi bo'yicha va unga perpendikulyar yo'nalishda teng yo'llar bosib o'tishga ketgan vaqtlarining farqi o'lchanadi. Agar yorug'lik tezligi Yerning orbital tezligiga bog'liq bo'lganda o'lchanayotgan vaqtlar har xil bo'lardi. Ammo, tajriba bu vaqtlar teng ekanligini va shu orqali yorug'lik tezligining manba tezligiga bog'liq emasligini isbotladi. Yorug'lik tezligi barcha ISS larda bir xil qiymatga ega ya'ni invariant kattalikdir. Bundan tashqari yorug'lik tezligi tabiatdagi eng katta cheklangan tezlik bo'lib ham topiladi. Jismlar orasidagi hech qanday ta'sirlashuv yorug'lik tezligi c dan katta tezlik bilan tarqalishi mumkin emas! Cheklangan tezlikning mavjudligi Nyuton mexanikasida absolyut deb hisoblangan "bir vaqtda" tushunchasi aslida nisbiy ekanligiga olib keladi. Buni oson tushunib olish uchun quyidagi misolni ko'rib chiqamiz. Tekis harakatlanayotgan vagon o'rtasida yorug'lik signali tarqalsin (2-rasm). "a" vagondagi kuzatuvchi (K' SS sida) ga nisbatan 1- va 2- nuqtalar tinch turibdi, shu sababli yorug'lik signali bu nuqtalarga teng vaqtda yetib boradi.

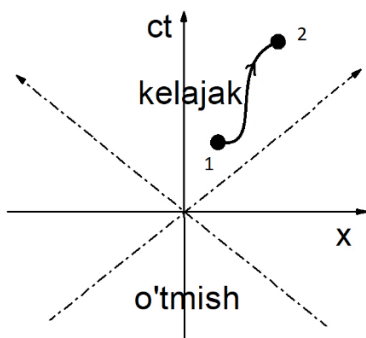


2-rasm. "Bir vaqtda" tushunchasi nisbiy harakatda bo'lgan vagonlarda turlicha.

"b" - platformadagi kuzatuvchi (K SS sida) 1- nuqta yorug'lik signaliga qarshi tomon harakatlanmoqda, 2- nuqta esa yorug'lik signali tomon harakatlanmoqda. Natijada signal 1- nuqtaga ertaroq, 2- nuqtaga kechroq keladi. Barcha ISS larida yorug'lik c tezlik bilan tarqaladi. Shu sabab, vagon ichidagi kuzatuvchi yorug'lik signalining vagon boshi (2- nuqta) va oxiriga (1- nuqta) teng vaqtlarda yetib borganligini qayd qiladi. Ammo platformada turgan kuzatuvchi yorug'lik signalining vagon oxiriga (1- nuqta) boshiga (2- nuqta) nisbatan ertaroq kelganini qayd etadi. Ko'rib turganimizdek har xil SS larida "bir vaqtda" tushunchasi har xil. Cheklangan tezlikning mavjudligi fazo va vaqtning Nyuton mexanikasidek absolyutligiga, ularning bir-biridan mustaqil bo'lishiga chek qo'yib, ular o'zaro bog'liq va bir butun to'rt o'lchamli fazo-vaqt (makon-zamon) hosil qilishini ko'rsatadi. Eynshteyn postulatlarini negiziga yaratilgan mexanika *katta tezliklar mexanikasi* yoki *relyativistik mexanika* deb ataladi. Relyativistik mexanika kichik tezliklarda Nyuton mexanikasiga o'tadi.

Ixtiyoriy "nuqtaviy" hodisa (elementar zarraning parchalanishi yoki biror zarraning ma'lum vaqtda biror joyda bo'lishi) to'rt miqdor bilan tavsiflanadi: uchta koordinata x, y, z hodisaning qayerda sodir bo'lganligini

ko'rsatsa, vaqt t qachon sodir bo'lganligini ko'rsatadi. Bu kattaliklarning qiymatlari biz kuzatayotgan SS ga bog'liq. Fazo-vaqtda o'qlari x, y, z va ct bo'lgan dekart koordinatalar sistemasini kiritamiz. Bu yerda qulaylik uchun vaqt t o'rniga o'lcham birligi uzunlik birligiga to'g'ri keluvchi ct kattalikni o'q etib oldik. U holda ixtiyoriy hodisani bu fazo-vaqtda *dunyoviy nuqta* deb ataluvchi nuqta bilan tasvirlashimiz



3-rasm. 4-fazoning (ct, x) tekisligi. Dunyoviy nuqta va uning dunyoviy chiziq bo'ylab harakatlanishi.

mumkin. Vaqt o'tishi bilan dunyoviy nuqta fazo-vaqtda o'z vaziyatini o'zgartiradi va *dunyoviy chiziq* deb ataluvchi trayektoriya chizadi. Hatto oddiy fazoda moddiy nuqta harakatlanmagan taqdirda ham uning dunyoviy nuqtasi ct o'qiga parallel to'g'ri chiziq bo'yicha ko'chadi. Biror ISS sidan boshqa ISS sig'a o'tganda x, y, z, ct o'qlar mos ravishda x', y', z', ct' larga o'tadi. Bunday o'tishda koordinatalar va vaqt qanday o'zgarishini ko'rib chiqamiz.

II.4 Lorens almashtirish formulalari

K va K' ISS lar 1-rasmda ko'rsatilgandek harakatda bo'lsin. Biror hodisa sodir bo'lsin va u K SS sida x, y, z, t , K' SS sida x', y', z', t' lar bilan tavsiflansin. Bu ikkala SS laridagi koordinatalar va vaqtlar orasidagi o'zaro bog'lanish formulalarini qidiramiz. Fazo va vaqtning bir jinsligidan qidirilayotgan formulalar chiziqli bo'lishi kelib chiqadi. Fig.3 da ko'rsatilgandek $y'=0$ tekislik $y=0$ tekislik bilan, $z'=0$ tekislik esa $z=0$ tekislik bilan ustma-ust tushadi. Bundan y va y' bir vaqtning o'zida, boshqa koordinatalarga bog'liq bo'lmasdan, nolga teng bo'lishi kerak degan xulosa kelib chiqadi. Bu faqat $y = \alpha y'$ shart bajarilganda bo'lishi mumkin. Qaralayotgan SS lar teng huquqli ekanligidan oxirgi formulani $y' = \alpha y$ deb ham yozishimiz mumkin. Bu yerdan $\alpha = \pm 1$ ni topamiz. Bir tomonga yo'nalgan o'qlar uchun $\alpha = +1$ ni olamiz. U holda $y = y'$ yoki $y' = y$. Xuddi shunday tarzda $z = z'$ yoki $z' = z$ ni topsa ham bo'ladi. Ko'rib turganimizdek y va z lar x' va t' larga bog'liq emas. Shu sababli x' va t' lar ham y va z larga bog'liq bo'lmaydi. O'z navbatida x va t lar y' va z' larga bog'liq emas. Qarabsizki, x va t lar faqat x' va t' larning chiziqli funksiyasi bo'lishi mumkin:

$$x = \gamma(x' + Vt') \quad (8)$$

SS larning teng huquqligi bois

$$x' = \gamma(x - Vt) \quad (9)$$

deb yozishimiz mumkin.

Izoh: K' SS si K SS siga nisbatan doimiy $\vec{V}$ tezlik bilan harakatlanmoqda. x va x' o'qlar ustma-ust tushadi, z va z' , y va y' o'qlar parallel. $t = t' = 0$ s da sanoq boshlari O va O' ustma-ust tushishadi.

Endi $c = \text{const}$ prinsipidan foydalanamiz. $t_0 = t'_0 = 0$ s ya'ni O va O' nuqtalar ustma-ust turganda sanoq boshlaridan bir vaqtda yorug'lik signali tarqatilsin va biror vaqt o'tgandan keyin yorug'lik ekranga tushsin. Yorug'likning ekranga tushish hodisasi K SS sida x, t va K' SS sida x', t' miqdorlar bilan ifodalanadi. Shu bilan birga K va K' SS larida, mos ravishda

$$x = ct, \quad (10)$$

$$x' = ct' \quad (11)$$

munosabatlar bajariladi. (10)-(11) formulalarni (8) va (9) formulalarga qo'yib

$$\begin{aligned} ct &= \gamma(ct' + Vt') = \gamma(c + V)t' \\ ct' &= \gamma(ct - Vt) = \gamma(c - V)t \end{aligned} \quad (12)$$

ni topamiz. Bu tenglamalarni o'zaro ko'paytirib va tt' ga qisqartirib

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - V^2 / c^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (13)$$

ni qo'lga kiritamiz. Bu yerda $\beta = V / c$. (13) formula bilan aniqlanadigan γ koeffitsient Lorens faktor deb ham ataladi. Topilgan natijalarni (8) va (9) formulalarga qo'yib koordinatalar almashtirilishi formulasini topamiz:

$$x = \frac{x' + Vt'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (14)$$

$$x' = \frac{x - Vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (15)$$

Endi vaqt almashtirilishi formulasini aniqlaymiz. Buning uchun 1) (14) tenglamadan x ni yo'qatamiz va hosil bo'lgan tenglamadan t ni topamiz; 2) (15) tenglamadan x' ni yo'qatamiz va hosil bo'lgan tenglamadan t' ni topamiz:

$$t = \frac{t' + (V / c^2)x'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (16)$$

$$t' = \frac{t - (V / c^2)x}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (17)$$

Topilgan barcha natijalar quyidagilar:

$$x = \frac{x' + Vt'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, y = y', z = z', t = \frac{t' + (V / c^2)x'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (18)$$

$$x' = \frac{x - Vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}, y' = y, z' = z, t' = \frac{t - (V/c^2)x}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (19)$$

Bu formulalar *Lorens almashtirish formulalari* deb ataladi. Lorens almashtirish formulalari yordamida K SS sidan K' SS siga o'tiladi va aksincha. Lorens almashtirish formulalarida fazo va vaqt kattaliklari o'zaro aralashib ketgan. K SS sidagi t vaqt K' SS sidagi faqat vaqt t' bilangina emas, balki x' koordinata bilan ham aniqlanadi. $c \rightarrow \infty$ holda Lorens almashtirish formulalari Galiley almashtirish formulalariga o'tadi. Taqribiy qilib Galiley almashtirish formulalari juda kichik tezliklar $V \ll c$ uchun o'rinli va yaxshi bajariladi desa bo'ladi. $V > c$ bo'lgan holda x, x', t, t' miqdorlar mavhum bo'lib qoladi ya'ni ma'noga ega emas. Bu jismlarning c dan katta tezlik bilan harakatlana olmasligini anglatadi. Lorens almashtirish formulalariga simmetrik ko'rinish berish mumkin. Buning uchun uni x va ct ya'ni bir xil o'lcham birlikli miqdorlar uchun yozamiz:

$$x = \frac{x' + \beta(ct')}{\sqrt{1 - \beta^2}}, y = y', z = z', (ct) = \frac{(ct') + \beta x'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (20)$$

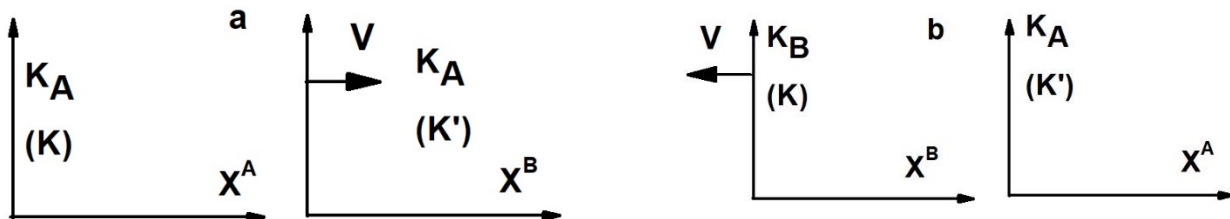
$$x' = \frac{x - \beta(ct)}{\sqrt{1 - \beta^2}}, y' = y, z' = z, (ct') = \frac{(ct) + \beta x}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (21)$$

II.5 Lorens almashtirishidan kelib chiquvchi oqibatlar

Lorens almashtirishidan kelib chiquvchi ba'zi natijalar kundalik kuzatuvlarimizga qarama-qarshidek tuyuladi. Bunga sabab biz kuzatadigan hodisalar juda kichik tezliklarda ro'y beradi va oqibatda quyida ko'rib chiqadigan effektlarni sezmaymiz. Ammo, yorug'lik tezligi c ga yaqin tezlik bilan harakatlanuvchi elementar zarralar fizikasida bu effektlar yaqqol seziladi.

II.5.1 "Bir vaqtda" tushunchasining nisbiyligi

K_A va K_B ISS larini ko'rib chiqamiz (4- rasm). K_A SS sining x_1^A va x_2^A ($x_1^A < x_2^A$) nuqtalarida ikki hodisa bir vaqtning o'zi t_A da sodir bo'lsin. K_B SS sida bu ikki hodisa mos ravishda t_1^B va t_2^B vaqtlarda qayd etiladi. Ushbu vaqtlarning farqini topamiz.



4- rasm. "Bir vaqtda" tushunchasining nisbiyligiga oid.

Agar K_B SS K_A SS ga nisbatan o'ng tomonga harakatlanayotgan bo'lsa (4a-rasm), K_A ni K , K_B ni K' deb qabul qilish va t_1^B va t_2^B larni (17) formula bilan topamiz:

$$t_1^B = \frac{t^A - (V/c^2)x_1^A}{\sqrt{1-\beta^2}} \text{ va } t_2^B = \frac{t^A - (V/c^2)x_2^A}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (22)$$

Bu vaqtlarning farqi quyidagiga teng bo'ladi:

$$t_2^B - t_1^B = \frac{-(V/c^2)(x_2^A - x_1^A)}{\sqrt{1-\beta^2}} < 0. \quad (23)$$

Agar K_B SS K_A SS ga nisbatan chap tomonga harakatlanayotgan bo'lsa (4b-rasm), K_A ni K' , K_B ni K deb qabul qilish va t_1^B va t_2^B larni (16) formula bilan topamiz:

$$t_1^B = \frac{t^A + (V/c^2)x_1^A}{\sqrt{1-\beta^2}} \text{ va } t_2^B = \frac{t^A + (V/c^2)x_2^A}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (24)$$

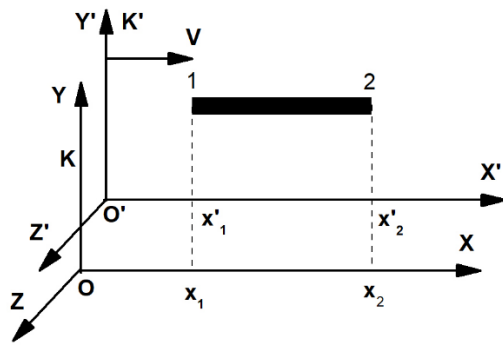
Ularning farqi

$$t_2^B - t_1^B = \frac{(V/c^2)(x_2^A - x_1^A)}{\sqrt{1-\beta^2}} > 0. \quad (25)$$

Yuqoridan ko'rinib turganidek, K SS da bir vaqtda sodir bo'lgan hodisalar boshqa SS larida bir vaqtda sodir bo'lmas ekan. Ko'rib chiqqanimizdek K_A SS sining x_1^A nuqtada sodir bo'lgan hodisa x_2^A nuqtadagi hodisaga nisbatan K_B SS sida erta $t_1^B < t_2^B$ yoki kech $t_1^B > t_2^B$ kuzatilishi mumkin. Shuni ta'kidlab o'tish kerakki, hozir biz topgan natija faqat o'zaro sabab-oqibat munosabati bilan bog'lanmagan hodisalarga taalluqli. Ko'rib chiqqan hodisalar haqiqatdan ham bir-biriga ta'sir etolmaydi. Agar hodisalar orasida sabab-oqibat bog'lanish bo'lsa, SS lar qanday bo'lmasin sabab oqibatdan oldin sodir bo'ladi. Elementar zarraning paydo bo'lishi barcha SS larida uning parchalanishidan oldin sodir bo'ladi.

II.5.2 Jism uzunligining nisbiyligi

Jism uzunligini bir-biriga nisbatan V tezlik bilan harakatlanayotgan K va K' SS larida taqqoslaymiz (5-rasm). Sterjenni hisob oson bo'lishi uchun x va x' o'qlari yo'nalishida joylashtiramiz va u K' SS sida tinch turibdi deb faraz etamiz. Unda K' SS sida sterjen uzunligini o'lchash uchun bir vaqtning o'zida uning 1- uchi x'_1 va 2- uchi x'_2 koordinatalari aniqlanib, ularning ayirmasini topishimiz lozim: $l_0 = x'_2 - x'_1$. Bu uzunlik sterjenning tinchlikdagi uzunligi deb aytiladi, chunki u sterjen bilan bog'liq K' SS sida o'lchangan. Sterjen uzunligini K SS sida o'lchash uchun uning uchlari koordinatalari bir vaqtda aniqlanishi lozim: $l = x_2 - x_1$. Shuni esda tutish kerakki, sterjen K ga nisbatan



5-rasm. Harakatdagi jism uzunligining qisqarishi.
Bu yerdan

$v = V$ tezlik bilan harakatda bo'ladi. l va l_0 larni taqqoslash uchun Lorens almashtirish formulalaridan x_1, x_2 va t ni x'_1 va x'_2 bilan bog'lovchi (19) formulani olishimiz dardkor:

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

$$x'_2 - x'_1 = \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (26)$$

(26) formulada SS lar nisbiy tezligi V ni sterjen tezligi v bilan almashtirib

$$l = l_0 \sqrt{1 - \beta^2} \quad (27)$$

formulani topamiz. Demak, harakatlanuvchi sterjen uzunligi tinch turgan sterjen uzunligidan kichik bo'larkan. Bu xulosa umumiy bo'lib harakatdagi barcha jismlarning uzunligi harakat yo'nalishida qisqaradi. Bu qisqarish jism tezligiga bog'liq. Tezlik qancha katta bo'lsa qisqarish ham shuncha katta bo'ladi. Harakatdagi jism uzunligining qisqarishi hodisasi *Lorens* yoki *Fitsjerald qisqarishi* deb nomlanadi. Harakatda jismning ko'ndalang o'lchamlari o'zgarmaydi, qisqarish faqat harakatlanish yo'nalishida bo'ladi.

II.5.3 Hodisalar orasidagi vaqt oralig'i

K' SS sining x' nuqtasida ikki hodisa ketma-ket t'_1 va t'_2 vaqtlarda ro'y bersin. K' SS sida bu hodisalar orasida $\Delta t' = t'_2 - t'_1$ vaqt oralig'i mavjud bo'ladi. Ikkala hodisa orasida vaqt oralig'i K SS siga nisbatan qanday

bo'lishini topamiz. K' SS K SS ga nisbatan V tezlik bilan harakatlanayabdi deb hisoblaymiz. K SS da bu hodisalar orasidagi vaqt intervali $\Delta t = t_2 - t_1$ bo'lsin. $\Delta t'$ va Δt larni taqqoslash uchun t, t' va x, x' larni o'zaro bog'lovchi (18) formulaning oxirgisini olish darkor:

$$t_1 = \frac{t'_1 + (V/c^2)x'_1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad t_2 = \frac{t'_2 + (V/c^2)x'_2}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (28)$$

Bu yerdan

$$t_2 - t_1 = \frac{t'_2 - t'_1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (29)$$

ni topamiz. Agar hodisalar biror jism bilan bog'liq bo'lsa, K' SS sida qayt etilgan vaqt intervali shu jism bilan bog'liq ya'ni unga nisbatan tinch turgan soat bilan aniqlangan hisoblanadi. Jism bilan bog'liq soat bilan o'lchangan vaqt *jismning xususiy vaqti* deb ataladi va τ harfi orqali belgilanadi. Unda $\Delta t' = \tau$. Bu soat K SS siga nisbatan v tezlik bilan harakatda bo'lyapdi, shu sababli $\Delta t = t_2 - t_1$ jismga nisbatan v tezlik bilan harakatlanayotgan soat bilan o'lchanadigan vaqt intervali hisoblanadi. Natijada

$$\Delta \tau = \Delta t \sqrt{1 - v^2/c^2} \quad (30)$$

ni topamiz. (25) formuladan jismning xususiy vaqti jismga nisbatan harakatda bo'luvchi soat bilan o'lchangan vaqtdan kichik bo'lishini ko'rsatadi. Umuman, xususiy vaqt doimo jism bilan bog'langan soat bilan o'lchanadi va shu sabab barcha ISS larida o'zgarmas ya'ni invariant bo'lib topiladi. K SS sida yashovchi kuzatuvchi fikricha Δt vaqt intervali unga nisbatan tinch turgan soatda o'lchangan vaqt intervali, $\Delta \tau$ esa unga nisbatan v tezlik bilan harakatlanuvchi soatda o'lchangan vaqt intervali. $\Delta \tau < \Delta t$ bo'lganligi bois, harakatdagi soat tinch turgan soatdan sekin yuradi deb aytsak bo'ladi. (30) munosabatning to'g'riligini quyidagi hodisaning kuzatilishi dalillaydi. Koinotdan keluvchi zarralar tarkibida 20-30 km balandlikda tug'iluvchi μ - myuon deb ataluvchi nostabil zarralar bor. Bu zarraning yashash vaqti ~ 2 mks va elektron (pozitron) ga va ikki neytrinoga parchalanadi. Bu zarralar yashash vaqtida $3 \cdot 10^8 \text{ km/s} \cdot 2 \cdot 10^{-6} \text{ s} = 600 \text{ m}$ yo'l bosadi. Qarabsizki bu zarralar yer yuziga yetib kela olmasliklari kerak. Lekin, tajribaning ko'rsatishicha ular yer yuziga yetib keladi. Buni quyidagicha tushuntirish mumkin: μ - myuonlar yorug'lik tezligiga yaqin tezliklar bilan harakatlanadi. Shu sababli yerdagi tinch turgan soat bo'yicha ularning yashash vaqti juda katta bo'ladi va ular yergacha bo'lgan masofani parchalanmasdan bimalol bosib o'ta oladilar.

II.6 Interval

Biror hodisa qayerda va qachon sodir bo'lganligi bilan tavsiflanadi. Qayerda sodir bo'lganligi koordinata x, y, z lar orqali, qachon sodir bo'lganligi t orqali ifodalanadi. Hamma miqdorlar biror SS siga nisbatan o'lchanadi. Hodisaning sodir bo'lganligini tavsiflovchi to'rt o'lchamli fazoni (fazo+vaqt) (4- fazo) kiritamiz. Tarixda birinchi marta 4-fazoni uch o'lchamli fazo va vaqtning umumiyli asosida 1764-yili J.A.Dalamber o'zining "O'lcham birliklari" asarida keltirgan. Eynshteyn postulatlariga asoslanib G.Minkovskiy ta'rifiga binoan har bir hodisaga 4-fazoda (x, y, z, ct) miqdorlar to'plami bilan tavsiflanuvchi *dunyoviy nuqtani* mos qo'yish mumkin. Moddiy nuqta vaqt o'tishi bilan 4-fazoda *dunyoviy chiziqli* bo'ylab harakatlanadi. 4-fazoda yorug'lik signalining x_1, y_1, z_1 nuqtadan t_1 vaqtda chiqib t_2 vaqtda x_2, y_2, z_2 nuqtaga kelsin. Bu ikki hodisa koordinatalari o'zaro

$$c^2(t_2 - t_1)^2 - (x_2 - x_1)^2 - (y_2 - y_1)^2 - (z_2 - z_1)^2 = 0 \quad (31)$$

munosabat orqali bog'langan. Boshqa tomondan

$$\Delta l_{12}^2 = (x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2 \quad (32)$$

3-fazodagi ikki nuqta orasidagi masofa kvadratidir. (27) masofa formulasiga o'xshash tarzda 4-fazoda ham ikki hodisa orasida *interval* tushunchasini kiritishimiz mumkin. Ikki hodisa orasidagi intervalning kvadrati

$$\Delta s_{12}^2 = c^2(t_2 - t_1)^2 - (x_2 - x_1)^2 - (y_2 - y_1)^2 - (z_2 - z_1)^2 \quad (33)$$

formula orqali aniqlanadi. Yoki

$$\Delta s_{12}^2 = c^2 \Delta t_{12}^2 - \Delta l_{12}^2. \quad (34)$$

Juda kichik intervalni differensial shaklida yozishimiz mumkin:

$$ds_{12}^2 = c^2 dt_{12}^2 - dl_{12}^2. \quad (35)$$

3-fazoda Evklid geometriyasi qonunlari bajariladi, nuqtalar orasidagi interval (32) formula bilan aniqlanadi va shu sababli u *evklid fazosi* deb ataladi. Biz ko'rib chiqayotgan 4-fazo (3-fazo+vaqt) da interval

$$\Delta s_{12}^2 = c^2(t_2 - t_1)^2 + (x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2 \quad (36)$$

bilan emas, aynan (33) formula bilan aniqlanadi. Nuqtalari orasidagi masofa (interval) (33) formula bilan aniqlanadigan fazo *noevklid fazosi* deyiladi. Yorug'likning biror nuqtadan chiqib boshqa nuqtaga kelishi hodisalari orasidagi interval doimo nolga teng

$$\Delta s_{12}^2 = c^2 \Delta t_{12}^2 - \Delta l_{12}^2 = 0. \quad (37)$$

Yorug'lik tezligi barcha ISS larida doimiy bo'lganligi bois (37) tenglik ham barcha ISS larida o'rinlidir. Shu sababli ixtiyoriy K va K' ISS laridagi intervallar bir-biri bilan

$$\Delta s = a\Delta s' \quad (38)$$

munosabat orqali bog'langan bo'lishi lozim. Bunda a biror doimiy son. ISS lar teng huquqli bo'lganligi bois

$$\Delta s' = a\Delta s \quad (39)$$

deb ham yozishimiz mumkin. (38) va (39) formulalardan $a^2 = 1$ yoki $a = \pm 1$ ekanligini topamiz. Barcha SS larida interval teng bo'lishi kerak va shu sabab $a = 1$ qiymatni tanlaymiz. Unda $\Delta s = \Delta s'$ ya'ni ikki hodisa orasidagi interval invariantdir. Uch o'lchamli fazoda ikki nuqta orasidagi masofa barcha SS larida teng bo'lganidek 4-fazoda ham ikki hodisa orasidagi interval invariant bo'ladi. Intervalning doimiyligi Eynshteyn postulatlarining mantiqiy xulosasidir. Intervalning invariantligini boshqacha yo'l bilan ham ko'rsatish mumkin. $\Delta s = \sqrt{c^2\Delta t^2 - \Delta l^2}$ formulada Δl odatdagi fazoda ikki nuqta orasidagi masofa. Agar qaralayotgan hodisa bitta zarra bilan sodir bo'lgan bo'lsa $\Delta l / \Delta t$ zarra tezligi v ni anglatadi. U holda

$$\Delta s = c\Delta t\sqrt{1 - \Delta l^2 / c^2\Delta t^2} = c\Delta t\sqrt{1 - v^2 / c^2}. \quad (40)$$

(30) formula yordamida (40) ni $\Delta s = c\Delta\tau$ deb yozamiz. Lekin c va xususiy vaqt τ invariant. Demak, interval ham invariant. Demak, yorug'lik tezligi c interval Δs va xususiy vaqt oralig'i $\Delta\tau$ invariantlar hisoblanar ekan. 3-fazodagi nuqtalar orasidagi interval kvadratidan farqli ($\Delta l^2 > 0, \Delta l > 0$) (33) formula bilan aniqlanadigan interval kvadrati Δs^2 musbat (agar $c\Delta t > \Delta l$), manfiy (agar $c\Delta t < \Delta l$) va nolga (agar $c\Delta t = \Delta l$) teng bo'lishi mumkin. Yuqorida ko'rsatganimizdek yorug'likning biror dunyoviy nuqtadan chiqib boshqa dunyoviy nuqtaga borishi hodisalari orasidagi interval nolga teng. Δt vaqt mobaynida yorug'lik vakuumda $\Delta l = c\Delta t$ masofani bosib o'tadi. Interval ham mos ravishda haqiqiy (agar $\Delta s^2 > 0$), mavhum (agar $\Delta s^2 < 0$) va nolga teng bo'ladi. Intervalning invariantligi sababli uning ishorasi barcha SS larida bir xil bo'ladi ya'ni boshqa SS siga o'tishda interval ishorasi o'zgarmaydi. Intervalni ishorasiga qarab ikki turga bo'lish qabul etilgan:

1. $\Delta s^2 > 0$. U holda

$$c^2\Delta t^2 - \Delta l^2 = c^2\Delta t'^2 - \Delta l'^2 > 0. \quad (41)$$

Biz shunday K' SS sini topishimiz mumkinki, unda $\Delta l' = 0$ bo'ladi. Ya'ni hodisalar bir nuqtada sodir bo'ladi. Ammo, biz bu hodisalar bir vaqtda sodir bo'lgan SS sini topa olmaymiz, unday SS mavjud bo'lmaydi. K' SS sida bu hodisalar orasidagi vaqt oralig'i

$$\Delta t' = \frac{\Delta s}{c} \quad (42)$$

bilan ifodalanadi. Haqiqiy qiymatga ega bo'lgan interval *vaqtga o'xshash* interval deb ataladi.

2. $\Delta s^2 < 0$. U holda

$$c^2 \Delta t^2 - \Delta l^2 = c^2 \Delta t'^2 - \Delta l'^2 < 0. \quad (43)$$

Biz shunday K' SS sini topishimiz mumkinki, unda $\Delta t' = 0$ bo'ladi. Ya'ni hodisalar bir vaqtda sodir bo'ladi. Ammo, biz bu hodisalar bir nuqtada sodir bo'lgan SS sini topa olmaymiz, unday SS mavjud bo'lmaydi. K' SS sida bu hodisalar orasidagi masofa

$$\Delta l' = i \Delta s \quad (44)$$

bilan topiladi. Mavhum intervallar *fazoga o'xshash* intervallar deb ataladi. Bir zarra ustida sodir bo'luvchi hodisalar faqat vaqtga o'xshash interval bilan farqlanadi. Rostdan ham zarra tezligi doimo c dan kichik, shu sabab $\Delta l \leq c \Delta t$. Bundan $\Delta s^2 \geq 0$ ekanligi kelib chiqadi. Fazoga o'xshash intervalga o'zaro sabab-oqibat bilan bog'liq bo'lmagan hodisalar misol bo'la oladi. Bu holda $\Delta s^2 < 0$ ya'ni $\Delta l > c \Delta t$. Oxirgi ifodani shunday talqin etish lozim: 1-nuqtadan chiqqan signal 2-nuqtaga t vaqt o'tgandan keyin ham yetib bora olmaydi va shu sabab bu nuqtalar orasidagi hodisalar sabab-oqibat bilan bog'liq emas.

II.7 Tezliklar qo'shilishi va almashtirilishi

K SS sida zarra tezligining komponentlari

$$v_x = \frac{dx}{dt}, \quad v_y = \frac{dy}{dt}, \quad v_z = \frac{dz}{dt} \quad (45)$$

formulalar bilan ifodalanadi. O'z navbatida K' SS sida ham tezlik komponentlari

$$v'_{x'} = \frac{dx'}{dt'}, \quad v'_{y'} = \frac{dy'}{dt'}, \quad v'_{z'} = \frac{dz'}{dt'} \quad (46)$$

bilan aniqlanadi. Shtrixlangan tezlik komponentlari va shtrixlanmagan tezlik komponentlari orasidagi munosabatni aniqlaymiz. Buning uchun Lorens almashtirishidan foydalanamiz ($\beta = V/c$):

$$dx = \frac{dx' + V dt'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad dy = dy', \quad dz = dz', \quad dt = \frac{dt' + (V/c^2) dx'}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (47)$$

(47) formuladagi dx ni dt ga bo'lib, (46) va (41) larni inobatga olib

$$v_x = \frac{v'_{x'} + V}{1 + V v'_{x'} / c^2} \quad (48)$$

ni topamiz. dy ni dt ga va dz ni dt ga bo'lib yana ikki formulani topamiz:

$$v_y = \frac{v'_{y'} \sqrt{1-\beta^2}}{1+Vv'_{x'}/c^2}, \quad v_z = \frac{v'_{z'} \sqrt{1-\beta^2}}{1+Vv'_{x'}/c^2}. \quad (49)$$

(48) va (49) formulalar yordamida tezlikning K' SS sidagi komponentlari K SS siga almashtiriladi. Teskari almashtirish formulalari quyidagicha bo'ladi:

$$v'_{x'} = \frac{v_x - V}{1-Vv_x/c^2}, \quad v'_{y'} = \frac{v_y \sqrt{1-\beta^2}}{1-Vv_x/c^2}, \quad v'_{z'} = \frac{v_z \sqrt{1-\beta^2}}{1-Vv_x/c^2}. \quad (50)$$

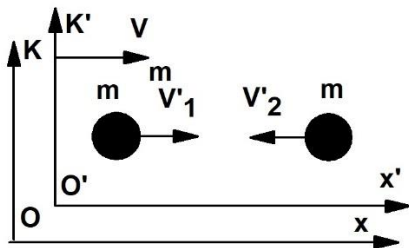
$V \ll c$ hollarda bu formulalar Nyuton mexanikasidagi tezliklarni *Galiley almashtirish* formulasiga o'tadi. Agar zarra x va x' o'qlari bo'yicha harakatda bo'lsa, (48) formula

$$v = \frac{v' + V}{1+v'V/c^2} \quad (51)$$

shakliga keladi. Hatto, zarra $v' = c$ tezlik bilan harakatlanganda ham $v = c$ natijani qo'lga kiritamiz. Bu natija Lorens almashtirish formulalari, qolaversa yorug'lik tezligining doimiyliigi yoki invariantligi xulosasidir. Agar $v' = c$ va $V = c - \alpha$ (bu yerda α juda kichik miqdor) bo'lsa, (51) formula $v = c$ natijaga olib keladi. Ya'ni agar qo'shiluvchi tezliklarning har biri c dan kichik bo'lsa, natijaviy tezlik ham c dan kichik bo'ladi. Ammo, Lorens formulalari $V = c$ holda ishlamaydi. Buning ma'nosi hech qanday moddiy zarra yorug'lik tezligiga erisha olishi mumkin emasligidadir.

II.8 Relyativistik impuls

Saqlanish qonunlari, tabiat qonunlari singari, barcha ISS larida bajarilishi lozim. Ya'ni Lorens almashtirishiga nisbatan invariant bo'lishi kerak. Impuls saqlanish qonuni invariant bo'ladimi? Keling shuni tekshiraylik. Jism impulsi $\vec{p} = m\vec{v}$ formula bilan aniqlanadi.



6-rasm. Ikki zarra to'qnashishi.

Masalani osonlashtirish uchun ikki zarraning absolyut noelastik markaziy to'qnashuvini ko'rib chiqaylik (6-rasm). Suratda ko'rsatilgandek K' SS sida zarralarning impulsi to'qnashuvdan oldin va keyin nolga teng, ya'ni impuls saqlanish qonuni bajariladi. Endi impuls saqlanish qonunini K SS sidako'rib

chiqamiz. Birinchi va ikkinchi zarraning K SS sidagi tezliklari

$$v_{1x} = \frac{v'_{1x'} + V}{1+Vv'_{1x'}/c^2} = \frac{V + V}{1+V^2/c^2} = \frac{2V}{1+V^2/c^2}, \quad (52)$$

$$v_{2x} = \frac{v'_{2x} + V}{1 + Vv'_{2x}/c^2} = \frac{-V + V}{1 + V(-V)/c^2} = 0 \quad (53)$$

ga teng bo'ladi. Demak, zarralarning to'qnashuvdan oldingi to'liq impulsi

$$mv_{1x} + mv_{2x} = \frac{2mV}{1 + V^2/c^2}, \quad (54)$$

to'qnashuvdan keyin esa $2mV$ bo'ladi. Ko'rinib turibdiki, zarralarning to'qnashuvdan oldingi to'liq impulsi to'qnashuvdan keyingi to'liq impulsiga teng bo'lmay qolyapdi. Ya'ni impuls saqlanish qonunining invariantligi ta'minlanmay qolyapdi. Izlanishlarning ko'rsatishicha bunga sabab impulsning

$$\vec{p} = m\vec{v} = m \frac{d\vec{r}}{dt} \quad (55)$$

shaklida ta'riflanishi ekan. Impuls saqlanish qonunining invariantligini ta'minlash uchun yuqoridagi (55) formulada dt ni zarraning xususiy vaqti $d\tau$ bilan almashtirish kifoya qilar ekan. U holda impuls ta'rifi shaklida

$$\vec{p} = m \frac{d\vec{r}}{d\tau} \quad (56)$$

ni qabul etamiz. Bu yerda $d\vec{r}$ zarraning impulsi $\vec{p}$ aniqlanayotgan SS sidagi ko'chishi. $d\tau$ ushbu $d\vec{r}$ ko'chishni bosib o'tish uchun sarflangan vaqt bu vaqt zarra bilan birga harakatlanayotgan soatda o'lchanadi. (30) formuladan foydalanib zarra impulsini

$$\vec{p} = m \frac{d\vec{r}}{dt} \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (57)$$

deb yozamiz. Bu yerda dt impuls aniqlanayotgan SS si soatida o'lchanuvchi vaqt intervali va $\vec{v}$ zarraning K SS sidagi tezligi. Demak, relyativistik impuls

$$\vec{p} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (58)$$

munosabat bilan aniqlanar ekan. $v/c \ll 1$ holda (58) formula Nyuton mexanikasi qo'llaniladigan odatdagi $\vec{p} = m\vec{v}$ impulsiga o'tadi. Endi oldingi zarralar to'qnashishini ko'rib chiqishni davom ettiramiz. K SS sida zarralarning to'qnashuvdan oldingi to'liq impulsi (58) ga muvofiq

$$\frac{mv_{1x}}{\sqrt{1 - v_{1x}^2/c^2}} = \frac{m \cdot 2V}{(1 + V^2/c^2) \sqrt{1 - \left(\frac{2V/c}{1 + V^2/c^2} \right)^2}} = \frac{2mV}{1 - V^2/c^2} \quad (59)$$

ga teng. To'qnashuvdan keyin zarralar birikib yangi $M = 2m / \sqrt{1 - V^2/c^2}$ massali zarra hosil qilishadi va u K SS siga nisbatan V tezlik bilan harakatda bo'ladi. Shu sabab uning impulsi

$$\frac{MV}{\sqrt{1-V^2/c^2}} = \frac{2mV}{1-V^2/c^2} \quad (60)$$

ga teng bo'ladi. (59) ni (60) ga taqqoslab impuls saqlanish qonuni K SS sida ham o'rinlanganini ko'ramiz.

II.9 Relyativistik energiya

Nyutonning 2- qonuni $d\vec{p}/dt = \vec{F}$ ga relyativistik impuls (54) ni qo'yamiz:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{m\vec{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right) = \vec{F}. \quad (61)$$

Nyuton mexanikasidan farqli kuch $\vec{F}$ relyativistik mexanikada invariant kattalik emas, chunki u SS sining tanlab olinishiga bog'liq. Har xil SS sida uning moduli va yo'nalishi turlicha bo'ladi. Bundan tashqari kuch $\vec{F}$ va tezlanish $\vec{a}$ bir-biriga kollinear bo'lmaydi. Moddiy nuqta kinetik energiyasi ifodasini topishimiz uchun kinetik energiyasi orttirmasi moddiy nuqta ustidan bajarilgan ishga teng ekanligini esga olamiz $dE_k = dA$. (57) tenglikning o'ng tomonini $d\vec{s}$ ko'chishga, chap tomonini esa unga teng miqdor $\vec{v}dt$ ga ko'paytamiz

$$\vec{v} \frac{d}{dt} \left(\frac{m\vec{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right) dt = \vec{F} d\vec{s}. \quad (62)$$

(62) ning o'ng tomonidagi ko'paytma elementar ish dA ni anglatadi. Demak, chap tomoni kinetik energiyaning orttirmasini anglatadi

$$dE_k = \vec{v} \frac{d}{dt} \left(\frac{m\vec{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right) dt = \vec{v} d \left(\frac{m\vec{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right). \quad (63)$$

(63) formulada differensiyalash amalini bajaramiz

$$\begin{aligned} dE_k &= \vec{v} \left[\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} d(m\vec{v}) + m\vec{v} d \left(\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right) \right] = \\ &= \vec{v} \left[\frac{m d\vec{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}} + \frac{m\vec{v}(v/c^2)dv}{(1-v^2/c^2)^{3/2}} \right] \end{aligned} \quad (64)$$

Topilgan natijani umumiy maxrajga keltirib

$$dE_k = \frac{mvdv}{(1-v^2/c^2)^{3/2}} = d \left(\frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right) \quad (65)$$

ni topamiz. Bu yerdan

$$E_k = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} + const \quad (66)$$

formulani topamiz. Kinetik energiya $v=0$ da nolga teng bo'lishi kerak. Shu sabab $const = -mc^2$ bo'lishi lozim. U holda

$$E_k = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} - mc^2 = mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} - 1 \right). \quad (67)$$

(66) formulada energiyani v/c hadning darajalari bo'yicha Teylor qatoriga yoyamiz:

$$E_k = E_k(0) + E'_k(0) \frac{v}{c} + \frac{1}{2} E''_k(0) \left(\frac{v}{c} \right)^2 + \dots = 0 + 0 \cdot \frac{v}{c} + \frac{mc^2}{2} \left(\frac{v}{c} \right)^2 + \dots \quad (68)$$

Kichik tezlikda (68) formula Nyuton mexanikasida kinetik energiya $E_k = mv^2/2$ formulaga aylanadi. Saqlanish qonunlari Lorens almashtirish formulalariga nisbatan invariant bo'lishi kerak. Yillar davomida yig'ilgan tajriba natijalari energiyani saqlanish qonuni faqat (67) formuladagi kinetik energiyaga yana boshqa had mc^2 energiya qo'shilgandagina invariant bo'lishini ko'rsatadi. Shu sababli relyativistik mexanikada erkin zarraning energiyasi

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad (69)$$

formula bilan beriladi va bu energiya zarraning *to'liq energiyasi* deb ataladi. Tinch turgan zarra $E_0 = mc^2$ energiyaga ega bo'ladi. Bu energiya jismning tinchlikdagi energiyasi deb ataladi va u jism ichki energiyasini ifodalaydi. Jismning tinchlikdagi energiyasi deganda uni tashkil etuvchi zarralar tinchlikdagi energiyalari, ularning kinetik energiyalari va ularning o'zaro ta'sirlashish energiyasi. Tinchlikdagi energiyaga jismning tashqi maydondagi potensial energiyasi kirmaydi. Relyativistik mexanikada "to'liq energiya" termini Nyuton mexanikasidagi to'liq energiya terminidan boshqa ma'noga ega. Nyuton mexanikasida to'liq energiya deganda jismning kinetik energiyasi va uning tashqi maydondagi potensial energiyalari yig'indisi tushuniladi. Relyativistik mexanikada esa faqat jism kinetik energiyasi va tinchlikdagi energiyasi yig'indisi tushuniladi. (58) va (69) formulalardan jismning to'liq energiyasini va impulsini bog'lovchi

$$\vec{p} = \frac{E}{c^2} \vec{v} \quad (70)$$

munosabatni topamiz. (58) va (69) formulalardan jism energiyasini faqat impuls orqali ifodalovchi

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} \quad (71)$$

formulani topish mumkin. Oxirgi tenglikdan

$$E^2 / c^2 - p^2 = m^2 c^2 = inv \quad (72)$$

ekanligi kelib chiqadi. Ya'ni $E^2 / c^2 - p^2$ ning qiymati barcha ISS larida teng.

II.10 Energiya va massa orasidagi munosabat

(69) formulaga binoan jism massasi va uning tinchlikdagi energiyasi

$$E_0 = mc^2 \quad (73)$$

munosabat bilan bog'langan. Bu yerdan jism massasining Δm ga o'zgarishi uning tinchlikdagi energiyasining ΔE_0 ga o'zgarishiga olib kelishi kelib chiqadi. Massa va energiya o'zgarishi

$$\Delta E_0 = c^2 \Delta m \quad (74)$$

formula bilan bog'liq. Yuqoridagi xulosa massa va tinchlikdagi energiya orasidagi o'zaro bog'lanish munosabati deyiladi. Massaning va energiyaning o'zaro bunday munosabatda bo'lishi ta'sirlashuvchi zarralarning to'liq massasining saqlanmasligiga olib keladi. Buni ko'rsatish uchun bir-biriga qarab v tezlik bilan harakatlanuvchi ikki m massali zarralarning noelastik markaziy to'qnashuvini ko'rib chiqamiz. To'qnashuvdan oldin zarralarning to'liq energiyasi $2mc^2 / \sqrt{1-v^2/c^2}$ ga teng. To'qnashish natijasida M massali bitta zarra hosil bo'ladi va u tinch qoladi, uning to'liq energiyasi Mc^2 bo'lsa

$$Mc^2 = \frac{2mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad M = \frac{2m}{\sqrt{1-v^2/c^2}} > 2m \quad (75)$$

ekanligi kelib chiqadi. Ya'ni hosil bo'lgan murakkab zarra massasi uni tashkil etuvchi zarralar massalari yig'indisidan katta bo'lar ekan. Topilgan natija to'qnashuvchi zarralarning kinetik energiyalarining mos ravishda murakkab zarraning tinchlikdagi energiyasiga o'tishi va shu sababli uning massasi $\Delta m = \Delta E / c^2$ ga ortishi bilan tushuntiriladi. Tinch turgan zarraning parchalanishida teskari holat kuzatiladi. Hosil bo'lgan zarralar to'liq massasi oldingi zarra massasidan zarralarning to'liq kinetik energiyasi yig'indisining c^2 bo'linganiga kichik bo'ladi. Agar jism N ta zarradan tashkil topgan bo'lsa, uni parchalab yuborish uchun kerak bo'lgan energiya shu jismning *bog'lanish energiyasi* deb ataladi va u

$$E_b = c^2 \sum_{i=1}^N m_i - Mc^2 \quad (76)$$

formuladan topiladi. Bu yerda M jism massasi, m_i jism tarkibiga kiruvchi i - zarra massasi.

II.11 Foton

Nyuton mexanikasida massasi nolga teng zarra ko'rib chiqilmaydi. Bunday zarra cheksiz kichik kuch ta'sirida juda katta tezlanish olgan bo'lardi. Relyativistik mexanikada $m=0$ zarra bo'lishi uning qonunlariga zid emas. (58) va (69) formulalarga binoan $m=0$ zarra faqat $v=c$ tezlik bilan harakatlenganda energiya va impulsiga ega bo'ladi. Shu sababli massasi nolga teng zarra faqat yorug'lik tezligi c bilan harakatdagina mavjud bo'lishi mumkin ekan. Bunaqa zarraning impulsi (70) ga binoan

$$p = \frac{E}{c} \quad (77)$$

bilan beriladi. Massasi nolga teng zarraga yorug'lik *fotonini* misol etib keltirish mumkin. Foton energiyasi va impulsi, mos ravishda,

$$E = h\nu \text{ va } p = \frac{h\nu}{c} \quad (78)$$

ga teng. Bu yerda h Plank doimiysi, ν yorug'lik chastotasi. Yorug'lik bu fotonlar oqimi. Yorug'lik biror jism sirtiga tushib yutilsa, unga fotonlari impulsini beradi. Natijada yorug'likning jism sirtiga bosimi kuzatiladi. Agar jism sirtining birlik maydoniga vaqt birligida N foton tushib yutilsa, unga fotonlar $W = Nh\nu$ energiya va $p = W/c = Nh\nu/c$ impuls beradi. Ko'rsatilayotgan bosim $P = W/c$ ga teng bo'ladi. Bu yerda W ni yorug'lik energiyasi oqimi zichligi, ya'ni vaqt birligida birlik maydonga tushuvchi energiya miqdori deb qarash mumkin. Yorug'lik bosimi juda kichik va odatda sezilmaydi. Masalan, bir million kandela (kd) yorug'lik kuchiga ega manba o'zidan 1 m masofada 10^{-7} Pa bosim hosil qiladi. Fanga foton atamasini 1926-yili amerikalik fizik-kimyogar Gilbert Levis (G.N.Lewis (1875-1946)) kiritgan.

III. XULOSA

Maxsus nisbiylik nazariyasi relyativistik mexanika fanining eng dastlabki bo'limi hisoblanadi. Unda fazo va vaqtning nisbiy tasnif (xarakter) ga ega ekanligi ochib beriladi. Kichik tezliklarda ya'ni Nyuton mexanikasida o'rinli bo'lgan Galiley nisbiylik tamoyili o'z o'rnini Eynshteyn tamoyillariga bo'shatib beradi. Shu tariqa GNP yanada umumiy tasnifga ega bo'lgan Eynshteyn nisbiylik tamoyilining xususiy holiga aylanadi. Katta tezliklarda ISS lardan bir-biriga o'tish Lorens almashtirish formulalari asosida bajariladi. Natijada, bir vaqtda tushunchasining, jism uzunligining va hodisalar orasidagi vaqt intervali tushunchasining nisbiy xarakterga ega ekanligi namoyon bo'ladi. Maxsus nisbiylik nazariyasida makon-zamon tushunchasi ya'ni alohida fazo va alohida vaqt yagona tushuncha negizida to'rt o'lchamli fazo-vaqt (4-fazo) deb qaraladi.

Impuls va energiyalar ham nisbiy tasnifga ega bo'ladilar. Ular orasida bog'lanish formulasi mavjud bo'lib, jismning tinchlikdagi massasi kabi tushuncha kiritiladi. Barcha ISS larida saqlanuvchi impuls-energiya munosabati mavjud ekanligi ko'rsatib beriladi.

Mualliflar ushbu o'quv-uslubiy qo'llanma OTM studentlariga, akademik litsey o'quvchilariga va qolaversa, fizikaga qiziqadigan barcha o'quvchilarga foydali manba bo'ladi degan umiddalar.

Maxsus nisbiylik nazariyasi mavzulariga oid qisqacha

GLOSSARIY

<i>Efir muammosi</i>		Maxsus nisbiylik yaratilgunga qadar askariyat fizik olimlar yorug‘lik fazoda tarqalishi uchun efir nomi bilan ataluvchi afsonaviy muhit mavjud bo‘lishi lozim deb hisoblaganlar. Tajriba yordamida efirni topish yoki aniqlash har doim muvaffaqiyatsizlik bilan yakunlangan. Shu sabab efirni tajriba yordamida topish fizika faniga efir muammosi nomi bilan kirgan.
<i>Inertsial sanoq sistema</i>		Tinch yoki to‘g‘ri chiziqli tekis harakatda bo‘lgan jism bilan bog‘langan sanoq sistema.
<i>Galiley nisbiylik printsiipi</i>		Mexanika qonunlari barcha ISS larida bir xil talaffuz etiladi va bajariladi. Bu tamoyil Galiley nisbiylik printsiipi (GNP) deb ataladi.
<i>Eynshteyn postulatlar</i>		1. <i>Nisbiylik printsiipi</i> . Tabiat qonunlari barcha ISS lar uchun bir xil talaffuz etiladi.
		2. <i>Yorug‘lik tezligi doimiyligi prinsipi</i> . Yorug‘lik tezligi manba tezligiga bog‘liq emas va barcha ISS larida bir qiymatga ega.
<i>Lorens almashtirishlari</i>		$x = \frac{x' + Vt'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, y = y', z = z', t = \frac{t' + (V / c^2)x'}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$
		$x' = \frac{x - Vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}, y' = y, z' = z, t' = \frac{t - (V / c^2)x}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$
<i>Bo‘ylama uzunlikning qisqarishi</i>		$l = l_0 \sqrt{1 - \beta^2}$
<i>Harakatdagi soat yurishining sekinlashishi</i>		$\Delta \tau = \Delta t \sqrt{1 - v^2 / c^2}$
<i>4-fazo</i>		Hodisaning sodir bo‘lganligini tavsiflovchi to‘rt o‘lchamli fazo (fazo+vaqt) (4- fazo). Tarixda birinchi marta 4-fazoni uch o‘lchamli fazo va vaqtning

		umumiyliigi asosida 1764 yili J.A.d'Alamber o'zining "O'lcham birliklari" asarida keltirgan. 4-fazoda hodisa koordinatalari to'plami (x,y,z) va sodir bo'lgan vaqti bilan tavsiflanadi.
<i>Interval formulasi</i>		4-fazoda kvadarti $\Delta s_{12}^2 = c^2(t_2 - t_1)^2 + (x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2$ munosabat bilan aniqlanadigan fizikaviy miqdor.
<i>Tezliklarni qo'shish formulasi</i>		$v = \frac{v' + V}{1 + v'V / c^2}.$
<i>Relyativistik impuls formulasi</i>		$\vec{p} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}.$
<i>Relyativistik energiya formulasi</i>		$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}.$
<i>Relyativistik energiya va Relyativistik impuls orasidagi munosabat</i>		$\vec{p} = \frac{E}{c^2} \vec{v} \text{ yoki } E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}$
<i>Massa va energiya orasidagi bog'lanish formulasi</i>		Eynsteyn formulasi nomini olgan mashhur formula: $E = mc^2$. Massa va energiya orasidagi munosabatni ko'rsatadi.
<i>Foton</i>		Yorug'lik (elektromagnit maydoni) kvanti. Foton energiyasi va impulsi orasida $p = \frac{E}{c}$ munosabat o'rinli.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR

1. А.Н.Матвеев. Механика и теория относительности. Учебник для студентов высших учебных заведений, 3-е издание. изд. — М.: ООО «Издательский дом «ОНИКС 21 век»: ООО «Издательство «Мир и Образование», 2003. — 432 с.: ил.
2. David Bohm. The special theory of relativity. London and New York, Taylor & Francis e-Library, 2009. — 180 p.
3. Р.А.Шарипов. Классическая электродинамика и теория относительности: учебное пособие. Изд-е Башкирского университета. — Уфа, 1997. — 164 с.
4. В.В.Мултановский. Курс теоретической физики: Классическая механика. Основы специальной теории относительности. Релятивистская механика: Учебное пособие для студентов физ.-мат. фак. пед. ин-тов. — М.: Просвещение, 1988. — 304 с: ил.
5. В.П.Милантьев. Сто лет квантам. УФН, том 175, вып.11 (2005) 1233
6. G.N.Lewis. Nature, vol. 118 (1926) 874

MUNDARIJA

I.	KIRISH	3
II.	KATTA TEZLIKLAR MEXANIKASI	4
	II.1 Tarixiy ma'lumotlar	4
	II.2 Galiley nisbiylik printsipli	7
	II.3 Maxsus nisbiylik nazariyasi postulatları	8
	II.4 Lorens almashtirish formulalari	10
	II.5 Lorens almashtirishidan kelib chiquvchi oqibatlar	12
	II.5.1 "Bir vaqtda" tushunchasining nisbiyligi	12
	II.5.2 Jism uzunligining nisbiyligi	14
	II.5.3 Hodisalar orasidagi vaqt oralig'i	14
	II.6 Interval	16
	II.7 Tezliklar qo'shilishi va almashtirilishi	18
	II.8 Relyativistik impuls	19
	II.9 Relyativistik energiya	21
	II.10 Energiya va massa orasidagi munosabat	23
	II.11 Foton	24
III.	XULOSA	25
	Glossariy	26
	Foydalanilgan manbalar	28

Tuzuvchilar:

B.Yavidov – Ajiniyoz nomidagi Nukus davlat pedagogika instituti
Fizika o‘qitish metodikasi kafedrası dotsenti,
fizika-matematika fanlari doktori.

M.Ollomberganova – Ajiniyoz nomidagi Nukus davlat pedagogika
instituti, Fizika va astronomiya o‘qitish metodikasi yo‘nalishi
3- bosqich talabasi.

MAXSUS NISBIYLIK NAZARIYASI ELEMENTLARI

(o‘quv-uslubiy qo‘llanma)

Bosh redaktor *Q.M. Koshanov*
Tex. redaktor *X.K.Shamuratova*
Korrektor *Z.B. Baltabaeva*
Operator *N.Nisanbaev*

Ajiniyoz nomidagi NDPI tahririyat-nashr bo‘limi

Ajiniyoz nomidagi NDPI bosmaxonasida chop etilgan 2020- y.
Buyurtma № ____. Adadi – 100 dona. Formatı 60x84. Hajmi 2 b.t.
230105, Nukus shahri, P.Seyitov ko‘chasi Raqamsiz joy. Reestr № ____.

